地信网论坛
BBS.3S001.COM

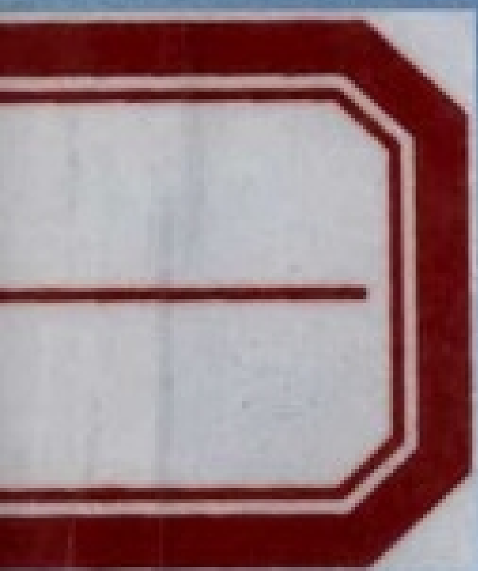
吉林大学研究生立项教材

孟令顺 傅维洲 编

# 地质学研究中的地球物理基础



吉林大学出版社





地信网论坛
BBS.3S001.COM

JILIN UNIVERSITY PRESS

责任编辑／许海生　封面设计／孙 群

ISBN 7-5601-3029-1



ISBN 7-5601-3029-1/P · 28
定价：18.00 元

地信网论坛
BBS.3S001.COM

# 地质学研究中的地球物理基础

孟令顺　傅维洲　编




吉林大学出版社

顶级的地质论坛http://bbs.3s001.com/

地信网论坛
BBS.3S001.COM

图书在版编目（CIP）数据

地质学研究中的地球物理基础 / 孟令顺，傅维洲编. 长春：吉林大学出版社，2004.4
ISBN 7-5601-3029-1

Ⅰ.地... Ⅱ.①孟...②傅... Ⅲ.固体地球物理学
Ⅳ.P31

中国版本图书馆CIP数据核字（2004）第024916号

# 内 容 提 要

本书以讲述地质学研究中的地球物理学基础理论为主，兼介绍一些应用的内容，包括地震学（人工地震和天然地震）、重力学、地磁学和地电学。

本书是综合大学和地质院校地学专业研究生的基础课教材，也适合地质学专业本科生教学之用。同时，还可作为地球物理、地质、地震及相关专业技术人员的硕士学位培训教材或自学参考书。

地质学研究中的地球物理基础

孟令顺 傅维洲 编

责任编辑、责任校对：许海生 封面设计：孙 群

吉林大学出版社出版
（长春市明德路421号）
吉林大学出版社发行
长春市永昌福利印刷厂印刷

开本：787×1092毫米 1/16
印张：12.125
字数：286千字
2004年12月第1版
2004年12月第1次印刷
印数：1-1 000册

ISBN 7-5601-3029-1/P·28
定价：18.00元

顶级的地质论坛http://bbs.3s001.com/

# 前　　言

地球物理学是应用物理学的原理和方法研究地球的一门科学。其主要任务是揭示地球内部结构、物质组成及其运动规律，探讨地球的起源、形成与演化过程。

广义的地球包括岩石圈、水圈和大气圈。显然，从地球内核直至大气圈边界都是地球物理学研究的对象。因而地球物理学是研究范围广，涉及领域多的一门科学。它由固体地球物理学、应用地球物理学、大地测量学、空间物理学和大气物理学等分支学科组成。本书以讲述固体地球物理学的基础理论为主，兼介绍一些应用的内容。

地球物理研究，最初是由公元前 6 世纪一些古代学者要确定地球的形状和大小开始的。经过 20 多个世纪的不断探索和知识积淀，于 19 世纪末和 20 世纪初终成体系，成为地球科学中的一门新兴边缘学科，并在整个 20 世纪得到迅速发展和广泛应用。特别是后半个世纪，国际地学界连续组织和实施的四次多学科大协作，使地球物理学乃至整个地球科学取得许多可喜的进展。

地球物理学，这个地球科学中的新成员，已是人类用以深入认识地球的重要工具。只有地球物理学能为地球内部结构的研究提供直接的、量化的、并有足够规模和精度的信息。可以说，没有地球物理学的发展与进步，地球科学很难想象能发展成现代的、精细的科学。

作为学科特点，地球物理学着眼于全球性、统一性的整体研究；在方法手段上，立足于高精度的观测和多学科的综合性分析解释。地球物理学的发展，体现了物理学、数学、电子学、信息科学及其它应用科学的渗透。同时，地球物理学的发展也激励和促进了上述学科的进步。

当今世界社会文明的发展在很大程度上是以地球资源的开发利用为基础的。而在世界经济活动中，具有举足轻重地位的石油、天然气和煤等一次性能源的勘探与开采，离开地球物理学的理论、方法及其高新技术是不可思议的。就是其他金属和非金属矿体的勘探、认识、评价和开发设计也需要地球物理学提供的论据作为支撑。此外，地球物理方法在一些重大工程建设方面也得到了很好的应用。

目前，地球物理学研究在资源勘探开发、地质灾害预测预防、生态环境保护以及对污染的监测等方面日益显示出其不可忽视的作用。

随着地球科学的发展，人们对地球表层及浅部介质结构和属性的研究已远不能满足生产和社会发展的需求。对地球本体认识的深化也迫使地球科学向纵深发展。岩石层是人类居住、获取各种资源、能源、改造和利用的重要场所，是地球科学的基础与生长点。显然，岩石层物理与动力学是当今世界上地球科学研究领域里的重要课题，也是地球物理学研究的基本内容。

上个世纪 60 年代以来，人类对地球认识取得的巨大进展，要归功于地球物理学与地质学的紧密配合。地球物理学方法与地质学方法之间有区别也有联系。地质学方法是通过观察地表构造形迹和采集标本，经过分析、鉴定，得出对浅部地质情况的结论。地球物理学方法是借助观测仪器获得数据，经过计算、解释，做出对深部地质情况的推断。前者是直接方法，结论是定性和半

定量的；后者是间接方式，结果是定量的。可见，地质学方法是通过地质“露头”看过去，地球物理学方法是依据地球物理场看深部。它们分别在时间域和空间域将人们的视野拓展。

地球是悬浮在星际空间并时刻受到其它星球作用的开放系统。阐明地球内部及其表层周围发生的各种复杂现象，不是单一学科所能解决的，需要多学科相互交叉渗透，相互印证和综合分析。因而要着力培养知识博而广、深而精的科技人才。博而广才能对遇到的复杂地学难题进行综合分析和解释，深而精才能对个别关键问题和某一前沿课题有所创新和突破。地质学家和地球物理学家无疑是现代地球科学舞台上两个最重要的角色，共同肩负着不断探索和开发人类寄居的这个星球的艰巨历史使命。但是，如果地质学家不认识地球物理资料中的曲线和”异常”，不善于综合利用各种地球物理资料解释自己的成果，则只能袖手旁观不能同台演出。同样，地球物理学家如果不重视来自直接的地质调查结果，一味醉心于数据和曲线的瀚海，盲目进行数据处理和解释，则会使推断没有可靠的依据。因此，现代地球科学的舞台要求她的“演员”多才多艺、一专多能。否则，难以施展其高超技艺，做出精彩的表演。

随着科学技术的不断进步，特别是经过上面提到的四次多学科的国际性大协作，广大地学工作者越来越重视地质学与地球物理学之间的结合。由于地质学家与地球物理学家的频频合作，近年来传统地质学与地球物理学间的界限正变得”模糊”起来，这是十分令人欣喜的现象。

本教材共分五章，按 60 教学时编写。由于地震学在研究地球内部结构中的重要性，本书给予它以特殊的地位，分“人工地震”和“天然地震”两章编写。书中带有” * ”的内容，在教学时数偏少的情况下，可不讲授。

本书各章编写分工是：第一章和第五章由傅维洲编写；第二章和第三章由孟令顺编写；第四章为沙树勤和孟令顺共同编写。

本书的编写和出版得到了院、系有关领导和同事的关心与支持。书中附图全部由王世煜绘制。在此一并表示谢意。

编者热诚期望阅读本书的专家和使用者对改进本书提出批评和建议。

编　者

2003 年 1 月于长春

# 目　　录

# 第一章　人工地震

人工地震勘探(以下简称地震勘探)是地球物理勘探的一种重要方法,它是利用人工方式激发产生的地震波在地下传播后带回到地面的信息,研究地下地质构造情况,达到某种勘探目的的。

地震勘探的物理基础是地下介质的弹性差异。地震波的传播规律同几何光学极其相似。通常情况下,地震波在地下传播过程中,遇到地层的分界面时就产生反射、透射或折射,因而地震勘探分为相应的三种基本方法。

地震勘探工作大致可分为地震资料的野外采集、地震资料的数字处理和地震勘探资料解释三个基本环节。地震勘探方法同其它物探方法相比,具有精度高、分层详细和探测深度大等优点,因此广泛用于解决地质构造问题,尤其是用于寻找(石)油、(天然)气矿床,也用于普查煤、岩盐和铝土等矿床。此外,在工程地质调查及地壳上地幔结构探测等方面也起着重要作用。地震勘探是在天然地震学的基础上发展起来的,产生于20世纪20年代初。几十年来,随着科学技术的不断进步,地震勘探得到了迅猛发展,解决各种复杂地质问题的能力显著增强,可应用的领域不断扩大。

## §1.1　地震波的传播规律

### 一、地震波及其类型

弹性介质受外力作用产生形变,介质中的质点发生振动,从而形成弹性波。弹性波的形成需有两个条件,一是要有能传播振动的介质,二是要在这种介质中激发振动。那么,地球介质是否具有弹性呢? 弹性理论表明,自然界中的大部分物体在外力作用下,既可表现为弹性,亦可显示为塑性。其究竟表现为何种性质,主要取决于物体本身的物理性质、外力作用的大小和时间长短。当外力很小且作用时间极短时,大部分物体表现为弹性。反之,显示为塑性,甚至发生破碎。此外,温度、压力等外界因素也有一定影响。在地震勘探中,多以炸药为震源激发地震波。在爆炸点附近,介质因遭受强烈挤压而破碎,形成空穴。稍离开一段距离,压力虽有所减小,仍超过介质的弹性限度,介质虽不破碎,但发生塑性形变,产生辐射状或环状裂隙,称塑性区。再向外远离震源处,受到的挤压力很小(位移小于1 μm),且作用时间极短(小于100 ms),该区介质发生弹性形变。在弹性形变区,介质质点振动由近及远向周围空间传播便产生了地震波。可见,地震波就是在地球介质中传播的弹性波。

地震弹性波不像简谐波那样具有固定的周期、频率、振幅,以及在时间上无休止地振动,而是一个具有确定起始时间和有限能量的非周期性脉冲振动。地震波正是由于具有非周期的脉冲性质,地震勘探才有可能利用其带到地面的信息,划分地层,推断地质构造和岩性。

自震源向外辐射的地震波,随着时间的推移,向整个三维弹性空间的介质内传播的波,统称为体波。相对于体波而言,还有一种存在于弹性分界面附近的波动,统称为面波。

(一)体波

根据弹性理论,弹性波的传播,实际上是弹性介质中质点间应变的传递,并且任何复杂的弹性应变均可分解成两种基本的应变——体应变和切应变。它们分别与两种弹性波相对应。与体应变相对应的称纵波(记作 $P$),与切应变相对应的称横波(记作 $S$),见图 1-1。

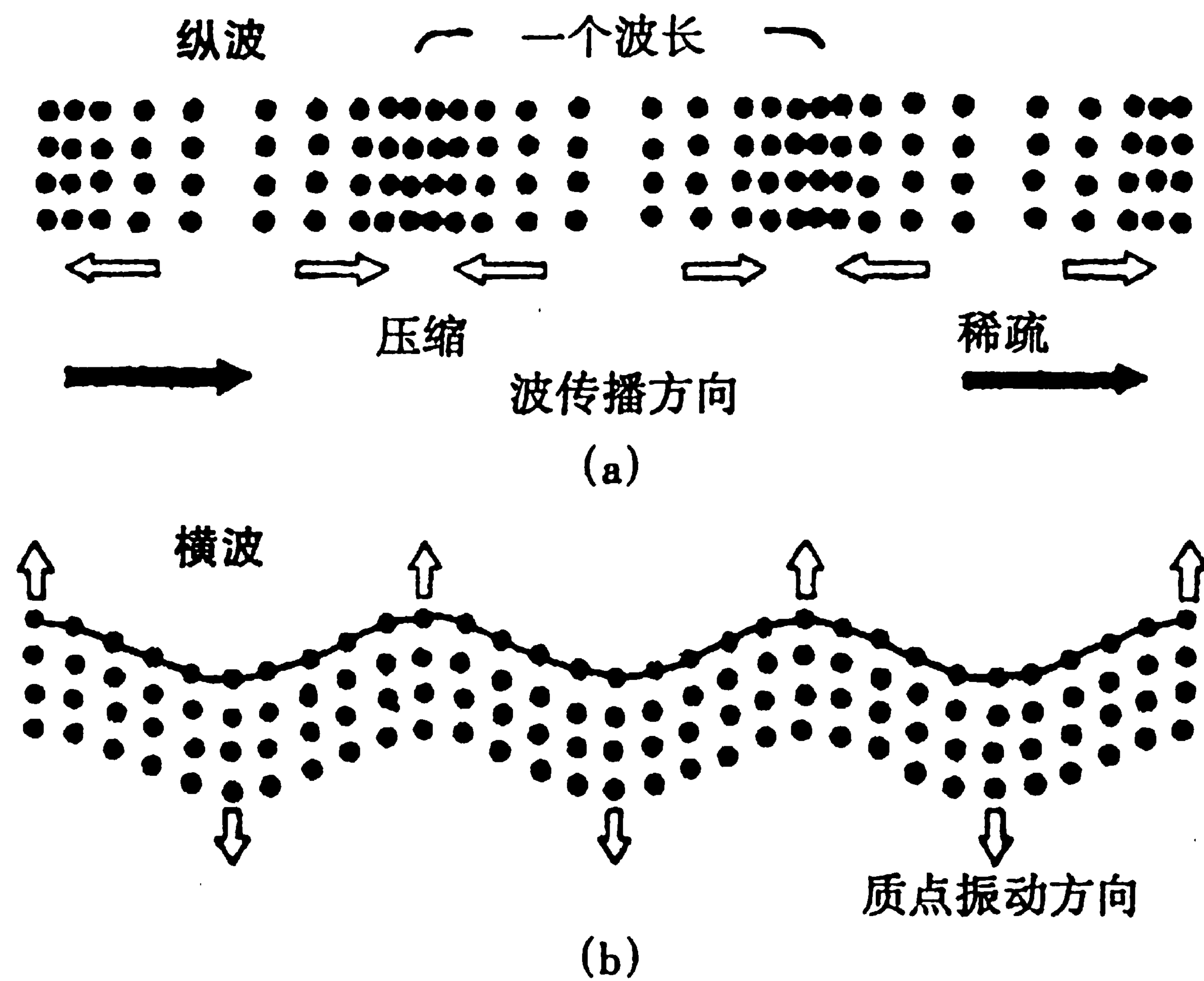



图 1-1　纵波(a)与横波(b)传播示意图

纵波,质点振动的方向与波的传播方向一致。在纵波经过的扰动带内,间隔地出现膨胀(疏松)带和压缩(密集)带,故纵波有时也叫胀缩波或疏密波。对于一定的介质来说,纵波传播速度快,在地震记录上最早出现。纵波传播速度为

$$v_{\mathrm{P}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \tag{1.1}$$

横波,质点振动方向与波的传播方向相垂直。在横波经过的区域内,质点相对传播方向产生横向位移。质点振动方向在水平面上的横波分量称为 *SH* 波,在入射面内的横波分量称为 SV 波。

横波传播速度为

$$v_{\mathrm{S}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{1.2}$$

纵波与横波传播的速度比

$$\frac{v_{\mathrm{P}}}{v_{\mathrm{S}}} = \sqrt{\frac{2(1-\sigma)}{1-2\sigma}} \tag{1.3}$$

式中 $\sigma$ 表示介质的泊松比,在 0 与 0.5 之间变化,大多数弹性介质为 0.25 左右, 故 P 波速度约是 S 波速度的 1.73 倍。

地震勘探主要是采用纵波,近些年来,已开始重视横波的使用。

(二)面波

前已述及,面波是沿弹性分界面附近(或层)传播的波,并因此而得名。面波的振幅在垂直于界面的方向上,随距离的增加呈指数规律迅速衰减,但在沿界面的方向上,随距离的增加衰减比体波缓慢。可见,面波的能量主要集中在界面附近。

面波有两种类型,即瑞利(Rayleigh)面波和勒夫(Love)面波。

瑞利面波是沿半无限弹性空间的自由表面(如地球表面)传播的,质点运动轨迹为逆进椭圆,椭圆长轴垂直于介质表面,短轴与波传播方向一致,两轴之比大致为 3/2,见图 1-2。瑞利面波的传播速度小于横波,当 $\sigma \approx 0.25$ 时,$v_R \approx 0.92 v_S$。

勒夫面波是在横波速度较高的半无限弹性空间之上覆盖低速层的情况下产生并传播的,质点振动方向平行界面,垂直于波的传播方向,即可看作是 SH 波的特殊形式,见图 1-3。

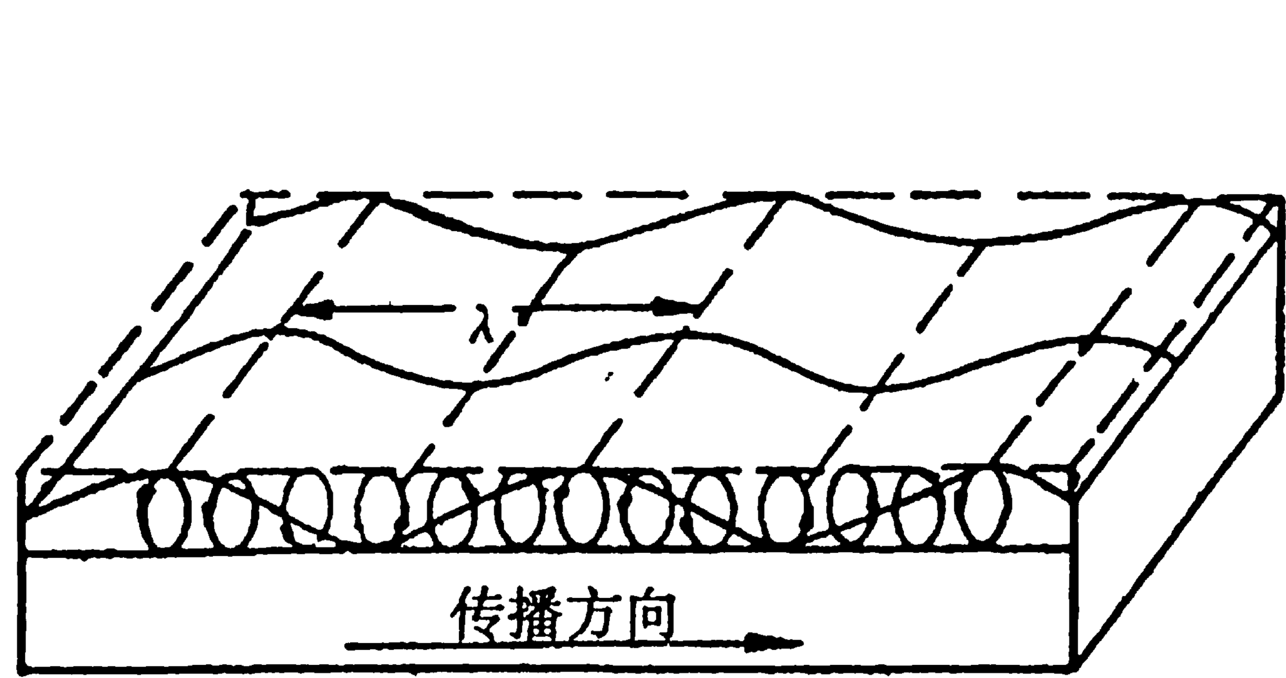



图 1-2 瑞利面波的传播情况

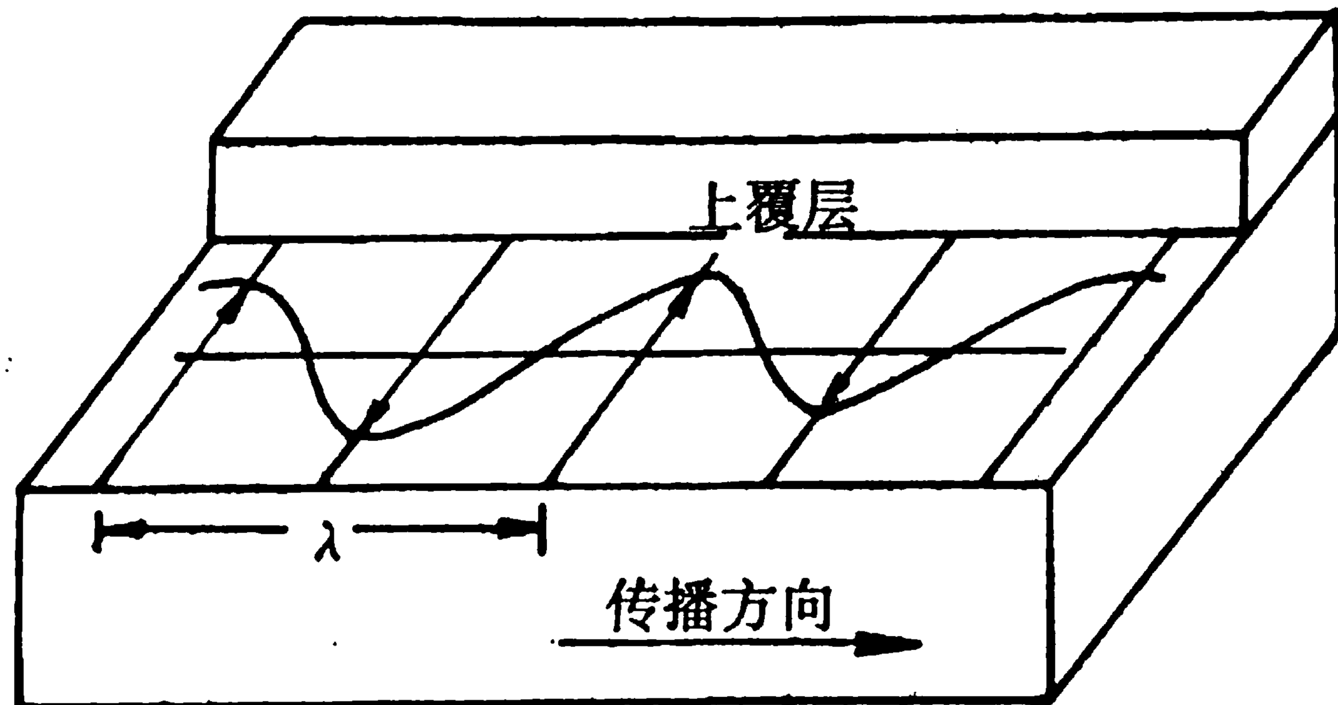



图 1-3 勒夫面波的传播情况

人工地震记录中常见的是瑞利面波,即所谓"地滚波",通常表现为低频率、大振幅和低波速,地震勘探中被视为干扰波。

## 二、地震波的反射和透射

实际的地质介质是具有多界面的层状介质,当地震波遇到弹性分界面时,就要发生反射和透射(图 1-4)。

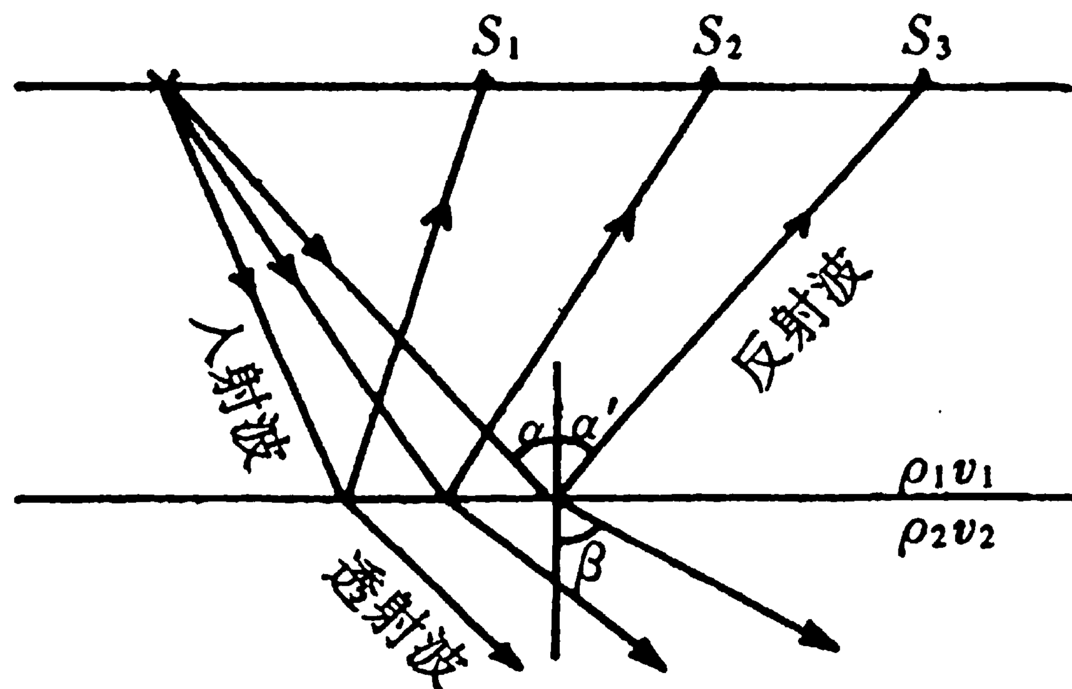



图 1-4 波的反射和透射

根据反射定律,反射角 $\alpha'$ 等于入射角 $\alpha$,反射线、入射线与界面法线在同一平面内。

当入射波穿过界面进入另一种介质时,由于两种介质中的波速不同,此时波的传播方向与入射波不同,根据折射定律,有

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} \tag{1.4}$$

在物理学中,称这种波为折射波。但在地震勘探中,因折射波另有新的含意,所以这里称之为透射波。

当地震波从一种介质进入速度较高一侧介质($v_2 > v_1$)中时,折射角 $\beta$ 大于入射角 $\alpha$。若入射角 $\alpha$ 逐渐增大,折射角 $\beta$ 也随之增大,当 $\alpha$ 等于某一角度时,$\beta$ 达到 90°,此时折射波沿界面以 $v_2$ 速度传播。根据(1.4)式,有

$$\frac{\sin i_0}{\sin 90°} = \frac{v_1}{v_2}$$

即

$$\sin i_0 = \frac{v_1}{v_2} \tag{1.5}$$

$i_0$ 称临界角。

透射波沿界面滑行时，下层介质中的质点就要发生振动。由于界面上、下层介质间存在着弹性联系，因此下层介质质点的振动，必然引起界面上方介质质点的振动。根据惠更斯原理，可以把滑行波经过界面的每一点看作是向上发射子波的新震源。于是，在上层介质中就产生一种新波，见图 1-5 中的 $P_n$。这种新波在地震勘探中叫做折射波。折射波射线均以临界角从界面出射，且彼此平行，然后又以 $i_0$ 入射到地面。

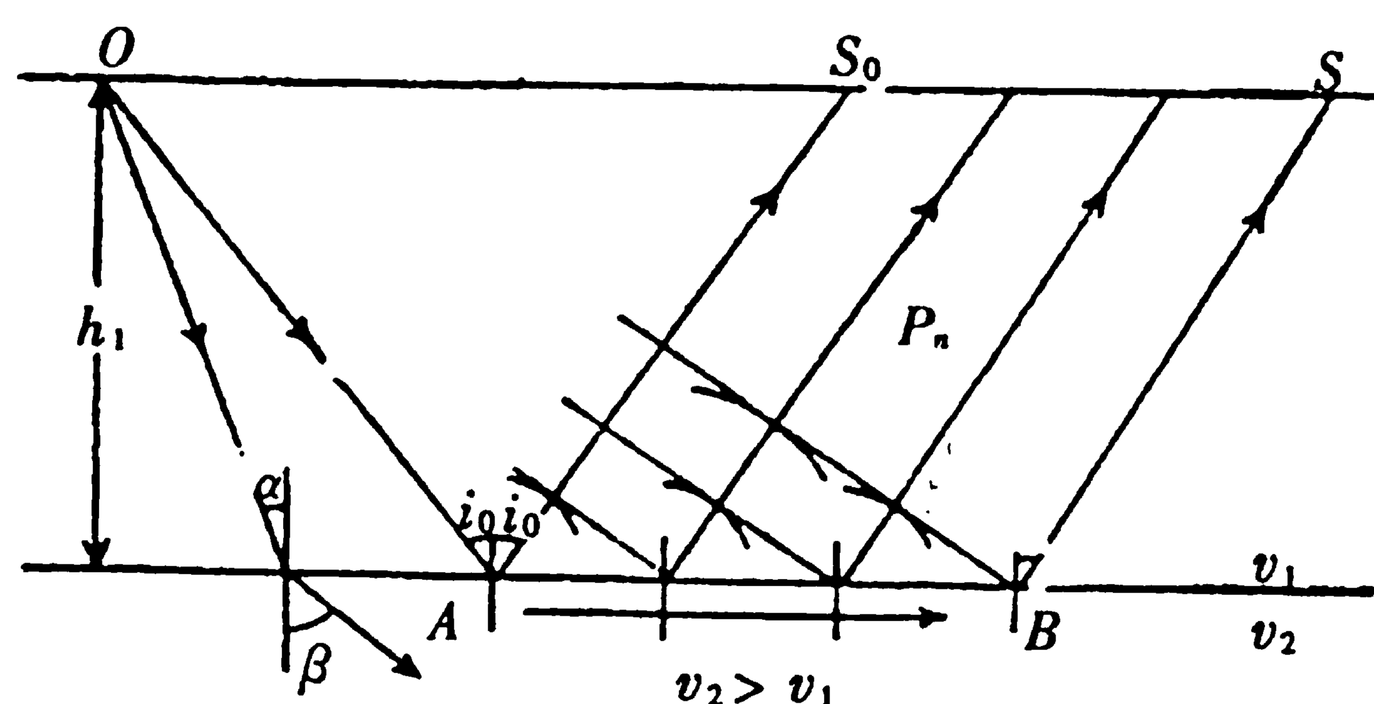



图 1-5　地震折射波的形成

波在非法线入射情况下，P 波和 S 波在分界面上除改变传播方向，产生反射和透射外，还会发生波型的转换。

如图 1-6 所示，设有一 P 波以角 $\alpha$ 入射到界面 $R$ 上。此时，波在界面法线方向和切线方向均有相应的位移分量。法向位移引起介质压缩形变产生反射纵波 $P_{11}$ 和透射纵波 $P_{12}$。切向位移则引起剪切形变而产生反射横波 $P_1S_1$（确切说是 SV 波，下同）和透射横波 $P_1S_2$。反射角（$\alpha_P$、$\alpha_S$）、透射角（$\beta_p$、$\beta_s$）与入射角 $\alpha$ 满足关系式

$$\frac{\sin\alpha}{v_{P_1}} = \frac{\sin\alpha_p}{v_{P_1}} = \frac{\sin\alpha_s}{v_{S_1}} = \frac{\sin\beta_p}{v_{P_2}} = \frac{\sin\beta_s}{v_{S_2}} \tag{1.6}$$

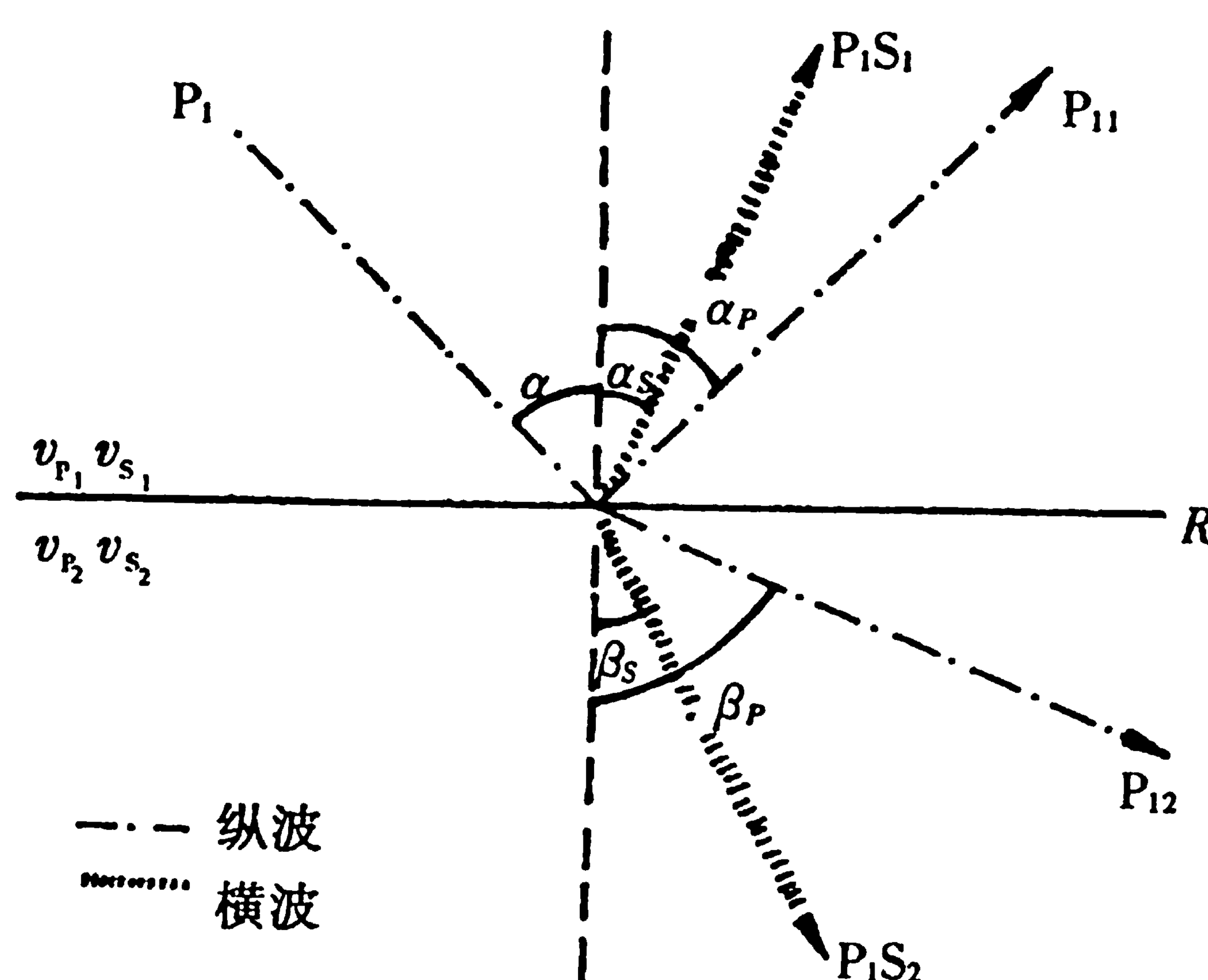



图 1-6　波的转换

在同一介质中，由于 P 波速度大于 S 波速度，因而始终有

$$\alpha_P > \alpha_S,\ \beta_P > \beta_S$$

横波 SV 入射与 P 波入射情况类似，SH 波入射时只有反射 SH 波和透射 SH 波产生，而无转换

波。

不论是P波入射，还是S波入射，通常把反射和透射后产生的与入射波性质相同的波称为同类波，与入射波性质不同的波（如P波产生的S波，或S波产生的P波）称为转换波。

在弹性分界面上，这五种波的能量分配是相当复杂的，除与界面上、下层介质的性质（密度、波速）有关外，还随入射角度的不同而复杂地变化着。

至于反射波的强度和透射波的强度，则分别由反射系数 $R$ 和透射系数 $T$ 体现。根据弹性物理学中的证明，当波垂直入射到界面时（此种情况对地震勘探具有重要意义），

$$R = \frac{A_r}{A_i} = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1} \tag{1.7}$$

$$T = \frac{A_t}{A_i} = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1} \tag{1.8}$$

上两式中的 $A_i$、$A_r$ 和 $A_t$ 分别表示入射波、反射波和透射波的振幅。

## 三、影响地震波传播速度的主要因素

地震波的速度是地震勘探中最重要的一个参数。例如在用反射波确定界面埋藏深度 $H$ 时，要利用公式 $H = \frac{1}{2}\bar{v}t_0$ 计算，必须先知道平均速度 $\bar{v}$。另外，在资料处理和解释的许多环节中都离不开速度参数。

地震波的速度与许多因素有关。大量的理论研究和实际观测资料表明，地震波在岩层中的传播速度取决于岩石的性质、孔隙度、埋藏深度和形成的时代等因素。

### （一）与岩性的关系

岩石性质是影响地震波速度的最明显因素。由公式(1.1)和(1.2)可以看出，地震波的速度与岩石介质的弹性常数有直接关系。由于岩石性质不同致使其弹性常数有差异，实际的岩层是非常复杂的。此外，即使同一岩性的岩石，因其形成时代、沉积环境的不同，亦会使岩石密度、孔隙度以及充填物等有很大差异。这就导致某一类岩石的速度值可以在一定的范围内变化，不同类型岩石的波速范围在某一段相互重叠，见表1-1。

**表1-1　地震波在几种主要类型岩石中的速度变化范围**

| 岩　石 | 速度 $v_p$/km·s$^{-1}$ | 岩　石 | 速度 $v_p$/km·s$^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| 沉积岩 | 1.6~6.0 | 玄武岩 | 4.5~8.0 |
| 花岗岩 | 4.5~6.5 | 变质岩 | 3.5~6.5 |

**表1-2　地震波在不同类型沉积岩中的速度变化范围**

| 岩　石 | 速度 $v_p$/km·s$^{-1}$ | 岩　石 | 速度 $v_p$/km·s$^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| 砾石，砂岩，干砂 | 0.2~0.8 | 白　垩 | 1.8~3.5 |
| 砂质黏土 | 0.3~0.5 | 泥质岩石 | 2.5~4.1 |
| 湿　土 | 0.6~0.8 | 石灰岩石，致密白云岩石 | 2.5~6.1 |
| 黏　土 | 1.2~2.5 | 石膏，无水石膏 | 3.5~4.5 |
| 疏松岩石 | 1.5~2.5 | 泥灰岩 | 2.0~3.5 |
| 致密岩石 | 1.8~4.0 | 盐　岩 | 4.2~5.5 |

大多数火成岩和变质岩只有很少或没有孔隙，因此地震波的速度主要决定于构成这些岩石的

矿物自身的弹性性质。一般说来,火成岩波速变化范围较小,波速较高;变质岩波速变化范围相对大些;沉积岩的波速低,变化范围宽。如砂岩、页岩和泥岩等,因其结构比较复杂,受孔隙度和孔隙中充填介质性质的影响较大。沉积岩中碳酸盐岩的波速相对高些(见表 1-2)。

(二) 与密度的关系

如果忽略孔隙的影响,岩石密度取决于组成岩石的矿物成分的密度,即矿物成分变化时,密度也变化。一般火成岩密度变化范围约在 10%,变质岩和石灰岩为 12% ~ 18%, 多数沉积岩密度变化范围为 20%左右,碎屑沉积岩密度变化范围相对较大(10% ~ 25%)。密度变化对波速有很大影响,一般密度增加时,波速也增大。这一规律似乎与(1.1)和(1.2)式相矛盾,但这两个公式是在均匀固体介质情况下导出的简化方程式。另一方面,密度对弹性常数起着重要作用,随着岩石致密程度的增加,岩石弹性常数有更高级次的增加,从而使上述矛盾得到合理解释。

(三) 与孔隙度的关系

大部分岩石由呈颗粒状的各种矿物组成,一般粗颗粒结构岩石孔隙度相对大些,如砂岩。细粒结构岩石的孔隙度相对小些,如灰岩。因此,一切固体岩石从结构上说,基本由两部分组成:一部分是矿物颗粒本身,称岩石骨架(或基质),另一部分是由各种气体或液体充填的孔隙,这种由两种相态介质构成的岩石称双相介质。显然,地震波在这种结构的岩石中传播时,实际上相当于波在骨架本身和孔隙两种介质中传播。尽管孔隙中充填了各种气体和液体,根据一般常识,波在气体或液体中传播的速度要低于在岩石骨架中的传播速度。因而,波在双相介质中传播的速度与孔隙度成反比。即同样岩性的岩石,当孔隙度大时,其速度值相对变小。速度与孔隙度之间的关系为

$$\frac{1}{v}=\frac{1-\varphi}{v_m}+\frac{\varphi}{v_L} \tag{1.9}$$

式中 $\varphi$ 为孔隙度,$v$ 为岩石的速度,$v_m$ 为岩石基质的速度,$v_L$ 为孔隙中充填介质的速度。

(四) 与埋藏深度的关系

一般岩石埋藏得越深反映它的年代越老,承受上覆地层压力的时间长和强度大。因此同样岩性的岩石,埋藏深、时代老的要比埋藏浅、时代新的岩石速度大。根据大量的地震测井和电测井资料总结出如下经验公式:

$$v=\alpha(ZT)^{1/6}=2\times10^3(ZR)^{1/6} \tag{1.10}$$

式中 $Z$ 为深度;$T$ 为地质年代(单位:年);$R$ 为地层的电阻率;$\alpha$ 为系数,若式中深度用米表示,则 $\alpha=46.5$。

此外,地球岩石在一定温度和压力条件下,可能发生变质、相变、脱水和塑性形变等现象,这些都可能引起波速变化。

## §1.2 地震勘探的基本方法

地震勘探的基本任务之一是根据地震记录确定产生有效波的地层空间位置,以获得地下地质构造的资料。解决这个任务主要是利用地震波传播过程中波前的空间位置与波至时间之间的关系。由于通常是在测线上观测,其时距关系为一条曲线,称时距曲线。时距曲线在地震勘探中是一个很重要的概念。若已知地下界面的产状要素(倾角、倾向等)和速度参数等资料来求取地面上理论的时距关系,叫做地震勘探的正演问题。反之,根据野外地震观测的时距关系去求取地下界面的

几何形态和速度等问题,则称为地震勘探的反演问题。

在野外地震勘探工作中,地震波从爆炸点出发,在地下经过不同的传播路径先后传到地面各接收点,从而形成一张如图 1-7 所示的地震记录图。图中每一条波形曲线对应一个接收点的地震记录。在波形曲线上,每个波群开始的点即是某一波到达地面接收点的初至时间。将同一波到达测线上各接收点的初至点连接起来,就是该波的时距曲线。由于有效波往往是在其它振动背景中出现的,故有时初至点很难辨认,但其极值点一般都很清楚,并表现为规则排列。同一波各极值点的连线称"同相轴"。同相轴与时距曲线之间有一时差,解释时须进行校正。

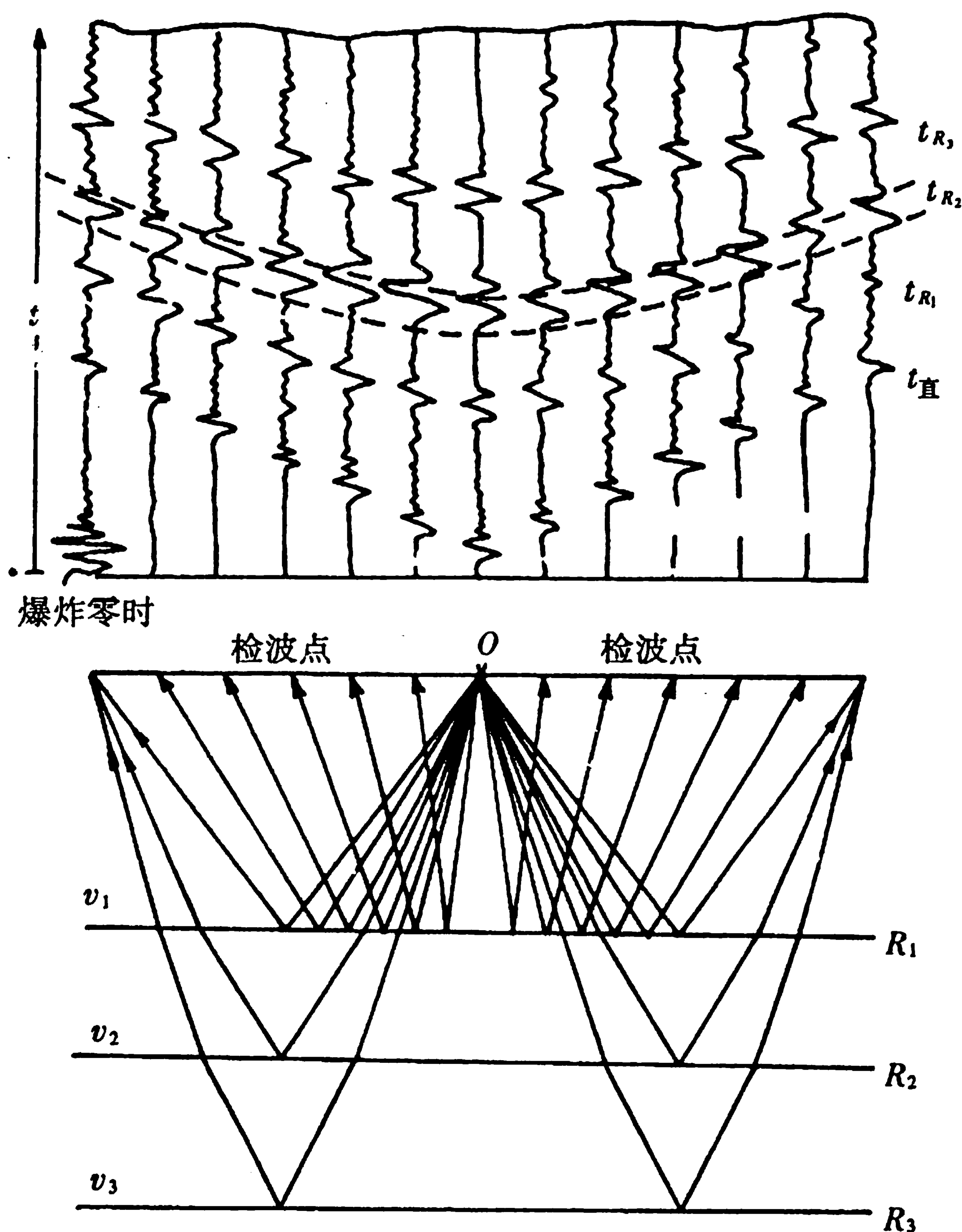



图 1-7 地震记录图、时距曲线和同相轴

从震源出发直接传播到地面各接收点的地震波称直达波。当震源深度为零时,直达波沿地面传播。从震源 $O$ 到任一接收点的直达波的旅行时间

$$t = \frac{x}{v_1} \tag{1.11}$$

$x$ 是震源与接收点间的距离。由该式可知,直达波时距曲线是通过坐标原点、斜率为 $\frac{x}{v_1}$ 的直线(图 1-8)。显然,由直达波时距曲线斜率可求波速。

## 一、地震反射波法

### (一)水平界面反射波的时距曲线

设反射界面距地面的深度为 $h$,上覆介质的波速为 $v_1$。波自震源 $O$ 经界面 $A$ 点反射到地面接收点 $S$ 的时间为 $t$,接收点到震源的距离为 $x$,在图 1-8 所示的情形下,波的传播时间

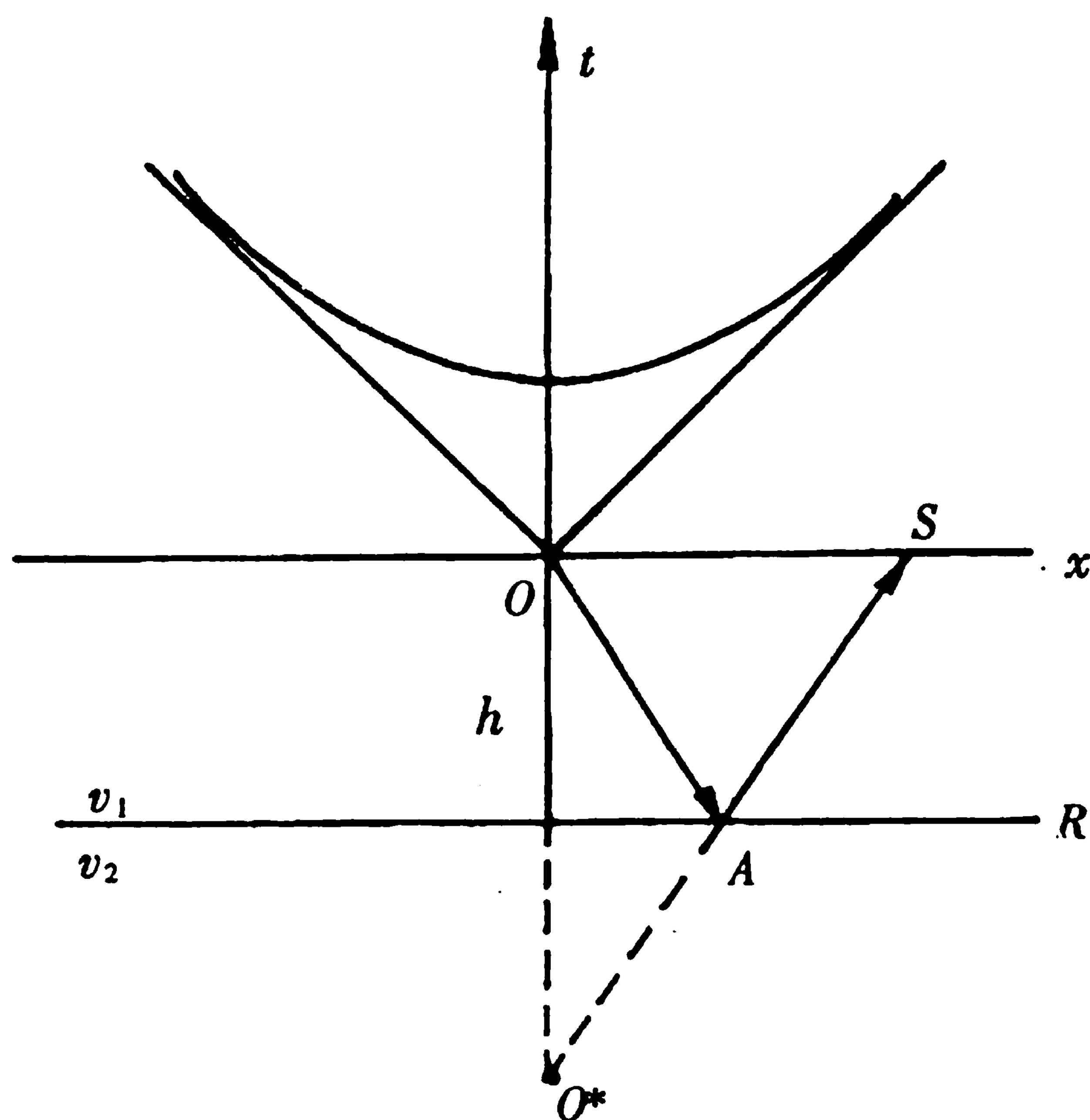



**图 1-8　直达波与反射波的时距曲线**

$$t = \frac{OA + AS}{v_1} = \frac{\sqrt{x^2 + 4h^2}}{v_1} \tag{1.12}$$

该式为水平界面反射波的时距方程。将公式(1.12)平方，移项，并以 $t_0$ 表示回声时间$\frac{2h}{v_1}$，则上式变成

$$\frac{t^2}{t_0^2} - \frac{\Delta^2}{(2h)^2} = 1$$

这是标准的双曲线方程。

实际的地质介质，特别是沉积岩地层，其介质分布是层状结构的。但有两种情况，一种是在每一层内介质性质变化不大，可视为均匀的，波速近似恒定，但层与层之间，由于岩性不同，因而速度差异较大。另一种情况是地下某一界面上、下层的介质性质截然不同，其分界面为明显的地震界面，而该界面的上覆层是由无限多个薄层组成，每一薄层的速度是常数，沿垂直层面方向速度随深度连续变化。

对于多层水平介质反射波的传播路径如图 1-9 所示，图中是倾斜入射的情况。$\alpha_1$ 是波在每一界面上的入射角，$\Delta_i$ 和 $v_i$ 分别是各层的厚度和波速。此种情况下反射波的走时

$$t = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{l_i}{v_i} = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{h_i}{v_i \cos\alpha_i}$$

式中 $l_i$ 为各层的射线长度。由斯奈尔定律可知，

$$\frac{\sin\alpha_1}{v_1} = \frac{\sin\alpha_2}{v_2} = \cdots = \frac{\sin\alpha_n}{v_n} = P$$

$P$ 称作射线参数，对一条地震射线是一常数。故有 $\sin\alpha_i = Pv_i$，$\cos\alpha_i = \sqrt{1 - P^2 v_i^2}$，则

$$t = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{h_i}{v_i \sqrt{1 - P^2 v_i^2}}$$

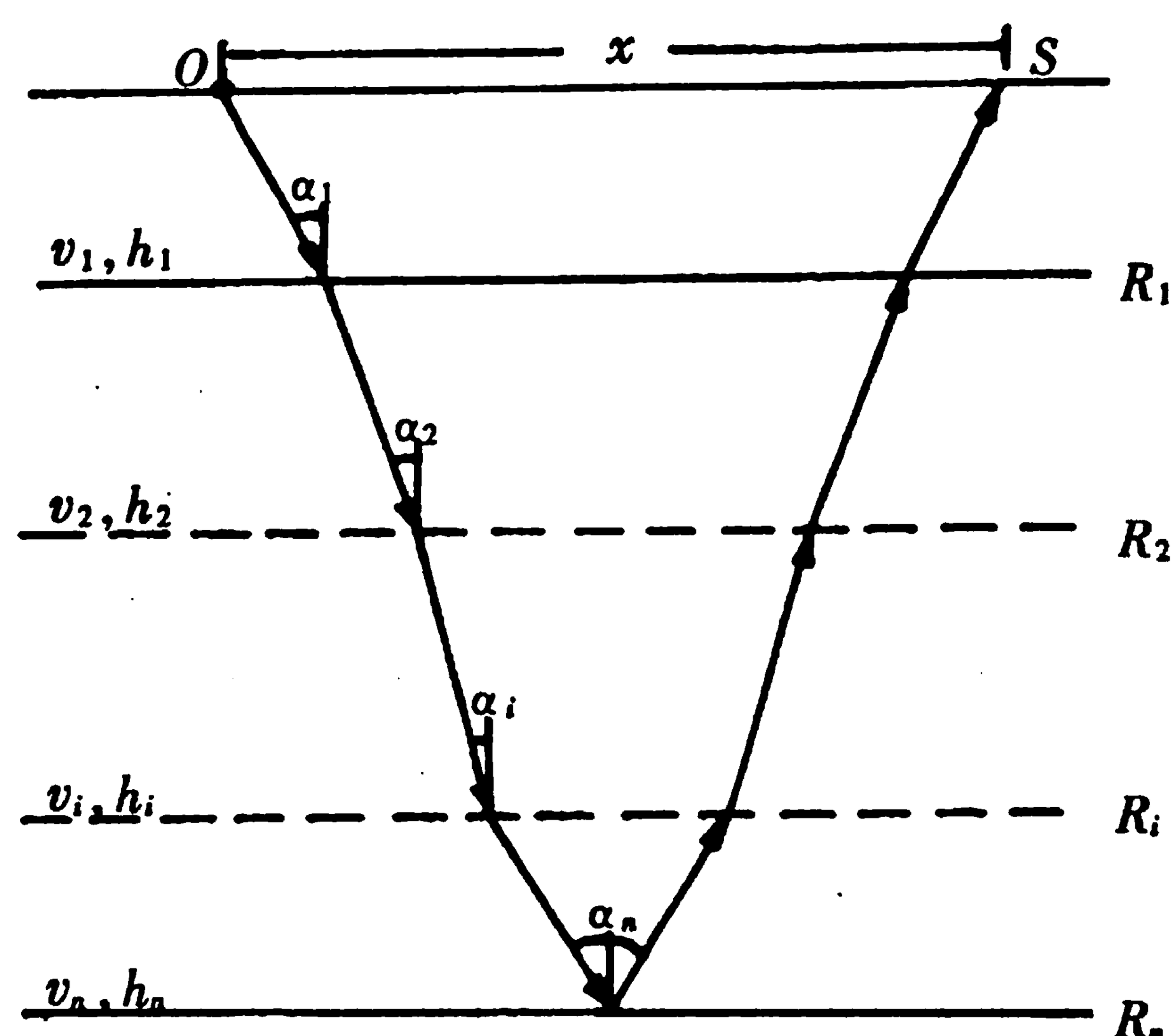



**图 1-9　多个水平界面反射路径**

$$x = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{h_i v_i P}{\sqrt{1 - P^2 v_i^2}}$$

用二项式展开，当 $\alpha$ 较小时，略去 $Pv_i = \sin\alpha_i$ 的高次项，化简得

$$t^2 = t_0^2 + \frac{x^2}{v_\sigma^2} \tag{1.13}$$

其中

$$t_0 = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{h_i}{v_i}$$

$$v_\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i v_i^2}{\sum_{i=1}^{n} t_i}$$

$v_\sigma$ 称为均方根速度。把(1.13)式同一个水平界面的时距曲线方程式比较，水平多层介质情况下反射波时距曲线方程从形式上看与之完全相似。这意味着，当炮检距(亦即 $\alpha_i$)较小时，可用一个速度等于均方根速度 $v_\sigma$ 的假想均匀介质来替换。但须注意，该速度是对应不同的反射界面而言的，即对应每个反射界面的上覆层状介质有其各自的均方根速度值，故 $v_\sigma$ 是深度或回声反射时间 $t_0$ 的函数。根据推导中的假设，当炮检距 $x$ 和界面深度 $H$ 之比 $x/H$ 小于 0.5 时，引起的误差很小，但随炮检距的增大，误差随之增大。

另外，还有一种用假想均匀介质替换层状介质时所用的平均速度 $\bar{v}$。所谓平均速度，就是以一组地层的总厚度 $H$ 除以波在垂直层面方向单程旅行所需的总时间 $t$，即

$$\bar{v} = \frac{H}{t} = \frac{H}{\int_0^H \frac{dz}{v(z)}}$$

显然，以速度为 $\bar{v}$ 的假想均匀介质代替多层介质之后，反射波时距曲线成双曲线形。问题是这种替换是否可行？计算表明，只要入射角较小(即在激发点附近接收)，简化的和实际的时距曲线基本吻合。但随着接收距离的增大，简化介质的时距曲线比实际的要陡，说明平均速度比波沿射线的实际速度小。

如有多个反射界面，可得一簇时距曲线。因浅层对应的时距曲线较陡，深层的平缓，所以在距

震源一定距离处，深、浅层的时距曲线可能相交，而在近震源一般不相交，这就决定了采用反射波法进行地震勘探须在震源附近观测。

上面讨论的层状介质是实际介质的一种近似。不少地区的地层实际是由一系列薄层组成。除去岩性变化明显的反射界面外，上覆层介质中的波速是渐变的。为推导在这种介质中波传播的时距关系，可从层状介质过渡，把介质划分成许多薄层，每一层的波速为常数。在层厚趋于无限小，层数趋于无穷的极限条件下，层状介质过渡为连续介质，速度为随深度变化的连续函数

$$v(z) = v_0(1 + \beta z) \tag{1.14}$$

式中，$v_0$ 是 $z = 0$（地表）处的波速，$\beta$ 为速度随深度变化速率的系数，$z$ 为深度，$v(z)$ 为 $z$ 处速度。在此极限条件下，射线轨迹由层状介质中的折线变成曲线（图 1-10）。随着波在底界面上入射角的增大，其地面出射点与炮点间的距离也增大。当出射点位于 $x_a$ 时，入射波射线与界面相切。若入射角继续增大，射线穿透深度将减小，不抵界面就折返到地面出射。反映在时距曲线上，反射波时距曲线终止于 $A$ 点，并随着入射角的增加，时距曲线自 $A$ 点回折，直到坐标原点 $O$，如图1-10所示。$x > x_a$ 时，既观测不到反射波，也观测不到回折波。但若界面下伏层介质波速大于上覆连续介质中的波速时，$x_a$ 以远仍能观测到折射波。

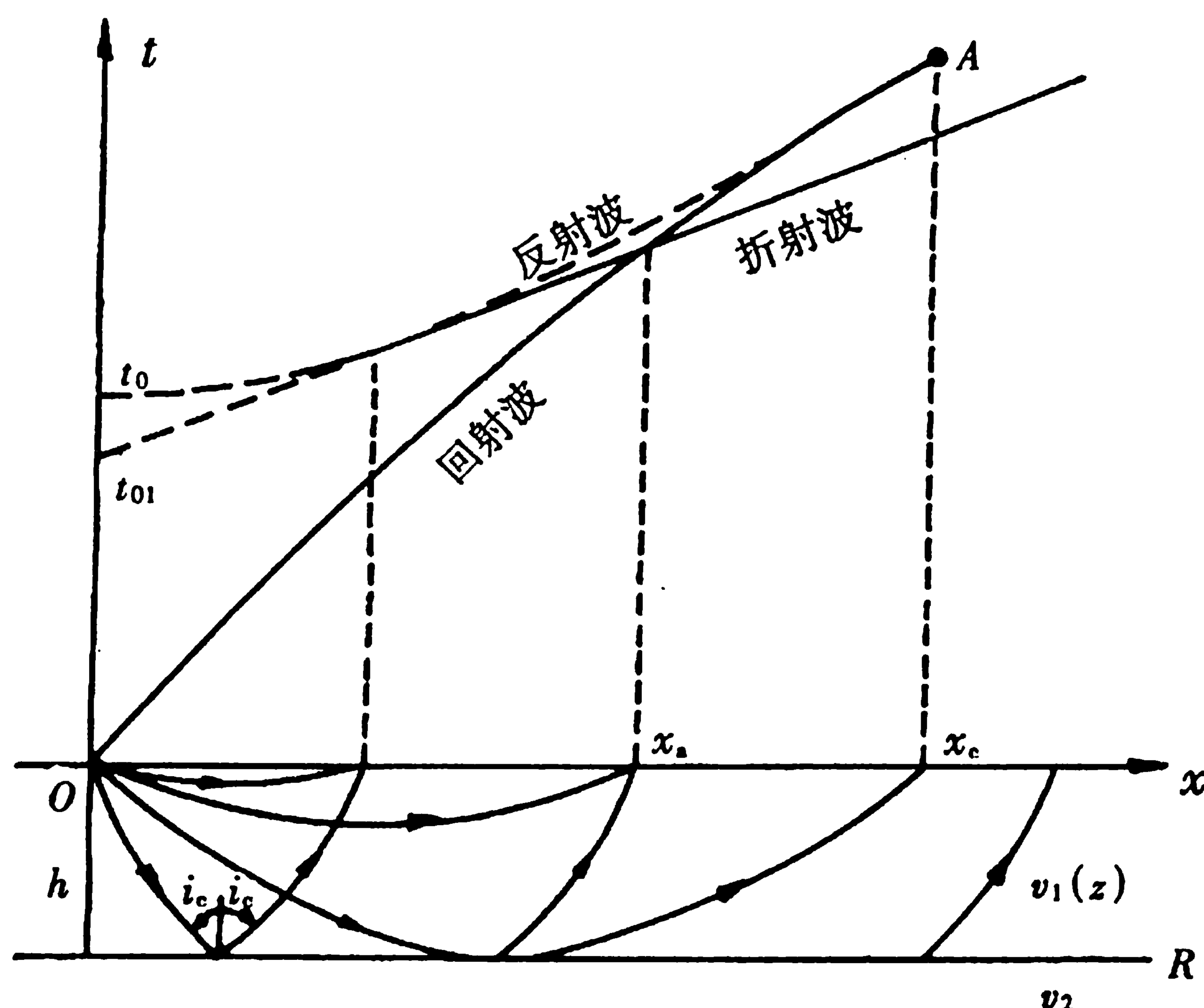



图 1-10　连续介质中的射线路径和时距曲线

（二）倾斜界面反射波的时距曲线

如图 1-11 所示，若反射界面沿测线方向的倾角为 $\varphi$，震源的法线深度为 $h$，波速为 $v_1$，$O^*$ 为虚震源。波自震源 $O$ 出发，经界面 $A$ 点反射到达地面测线上坐标为 $x$ 的接收点 $S$，其旅行时间

$$t = \frac{OA + AS}{v_1} = \frac{O^*AS}{v_1}$$

$$= \frac{1}{v_1}\sqrt{(MS)^2 + (O^*M)^2} \tag{1.15}$$

因

$$MS = x + x_m, \qquad (O^*M)^2 = 4h^2 - x_m^2$$

代入(1.15)式整理得

$$t = \frac{1}{v_1}\sqrt{4h^2 - x_m^2 + (x + x_m)^2}$$

$$= \frac{1}{v_1}\sqrt{x^2 + 4h^2 + 2xx_m}$$

式中 $x_m = 2h\sin\varphi$，代入上式得

$$t = \frac{1}{v_1}\sqrt{x^2 + 4h^2 + 4xh\sin\varphi} \tag{1.16}$$

此方程是在界面下倾方向与 $x$ 轴正向一致的情况下得出的。如果界面的上倾方向与 $x$ 轴正向一致，则 $x_m$ 为负值，此时

$$t = \frac{1}{v_1}\sqrt{x^2 + 4h^2 - 4xh\sin\varphi} \tag{1.17}$$

把(1.16)和(1.17)综合成一式，即

$$t = \frac{1}{v_1}\sqrt{x^2 + 4h^2 \pm 4xh\sin\varphi} \tag{1.18}$$

该式也可化成标准双曲线方程的型式，亦即倾斜界面反射波的时距曲线也是双曲线，但其极小点 $M$ 偏离震源，并总是位于界面上倾方向。由图 1-11 可知，极小点坐标

$$x_m = \pm 2h\sin\varphi$$

$$t_m = \frac{2h}{v_1}\cos\varphi$$

在实际工作中，可根据时距曲线极小点的位置定性地判断反射界面的倾斜方向，并且与 $t_m$ 对应的 $M$ 点离震源 $O$ 越远，说明界面埋藏越深或倾角越大。

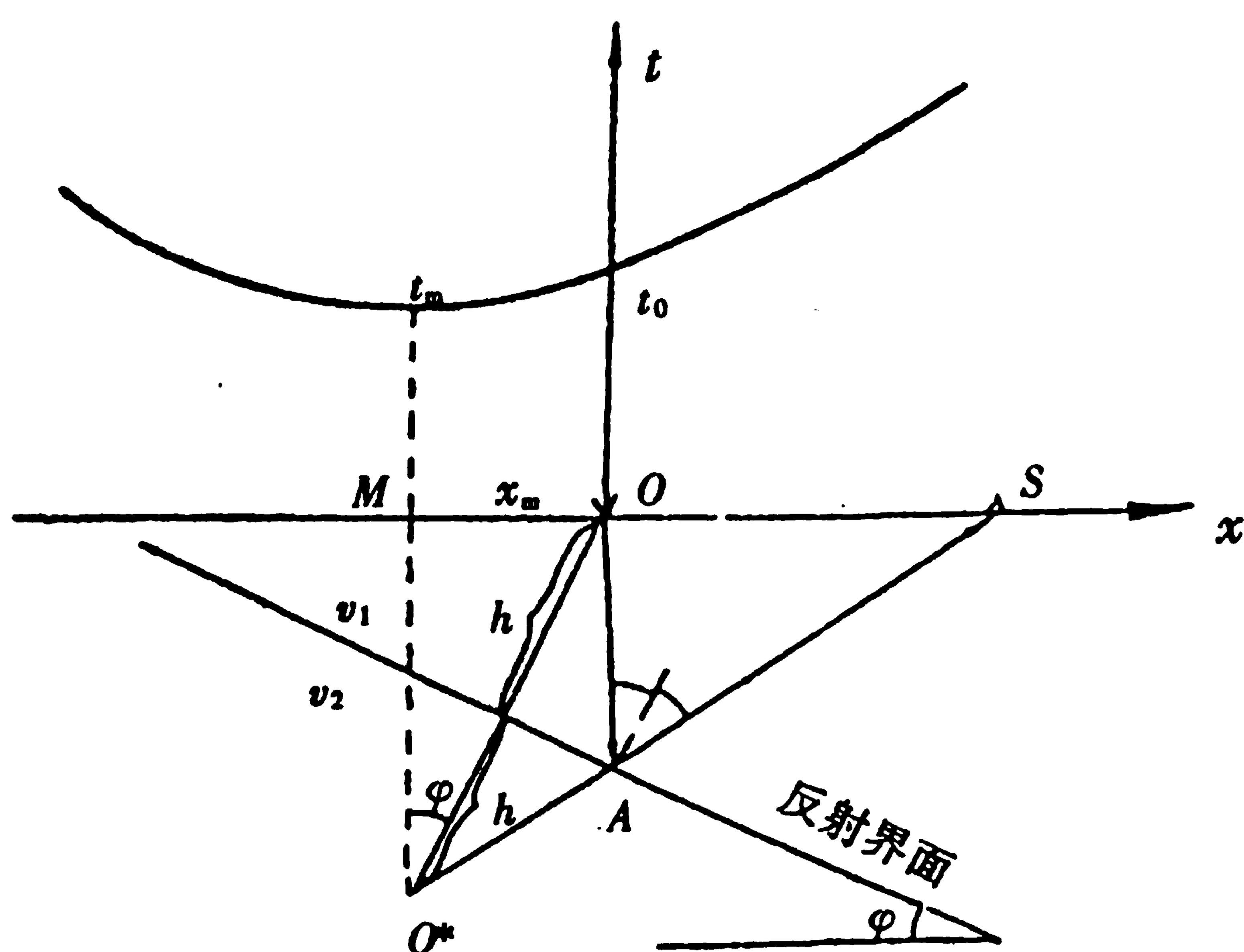



**图 1-11　倾斜界面反射波时距曲线**

## 二、地震折射波法

如前所述，当一界面下伏层的波速大于其上覆诸层的波速，且波以临界角入射到该界面上时，便会产生地震折射波。

### (一)水平界面折射波的时距曲线

如图 1-12 所示，设水平折射界面埋深为 $h$，上、下层介质中的波速分别为 $v_1$ 和 $v_2$，且 $v_2 > v_1$。在 $O$ 点激发，地面任意检波点 $S_3$ 接收到 $R$ 界面折射波的旅行时间

$$t = \frac{OM}{v_1} + \frac{MP'}{v_2} + \frac{P'S_3}{v_1}$$

$$= \frac{MP'}{v_2} + \frac{2OM}{v_1}$$

由图中简单的几何关系可见，

$$MP' = x - 2h\tan i_c, \quad OM = \frac{h}{\cos i_c}$$

将其代入上式后得

$$t = \frac{x - 2h\tan i_c}{v_2} + \frac{2h}{v_1\cos i_c}$$

$$= \frac{x}{v_2} - \frac{2h\sin i_c}{v_2\cos i_c} + \frac{2h}{v_1\cos i_c}$$

由于

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i_c}$$

故有

$$t = \frac{x}{v_2} + \frac{2h\sin i_c}{v_1} \tag{1.19}$$

这就是地震折射波的时距方程。令

$$t_0 = \frac{2h\cos i_c}{v_1}$$

则(1.19)式可写为

$$t = \frac{x}{v_2} + t_0$$

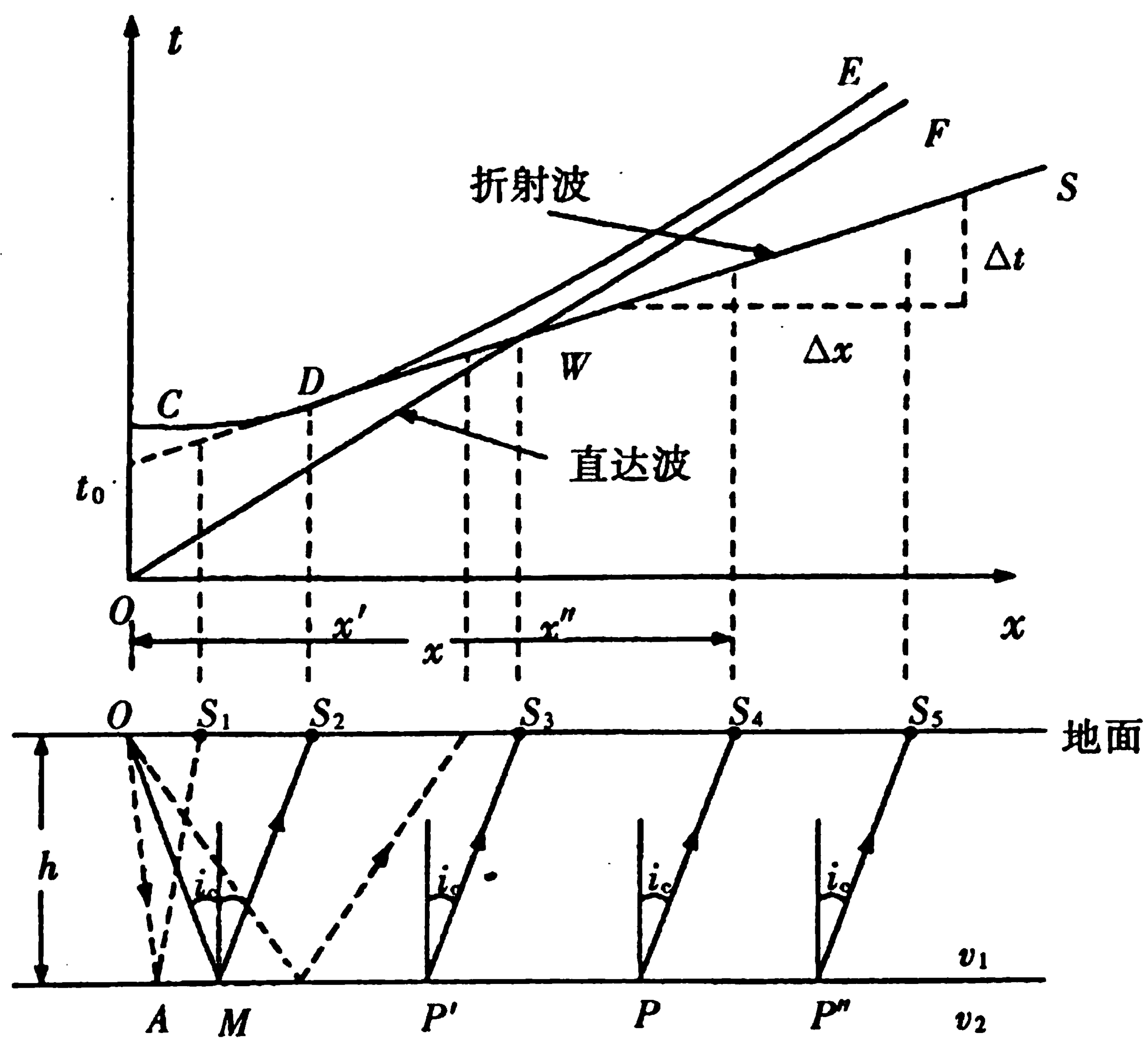



**图 1-12 一个水平界面折射波时距曲线及与直达波、反射波时距曲线的关系**

显然，折射波时距曲线是一条直线，斜率为$\frac{1}{v_2}$，其倒数等于界面速度。将折射波时距曲线反向延长与 $t$ 轴相交，该交点为截距时间。若知 $v_1$、$v_2$，即可由下式求折射界面埋深

$$h = \frac{v_1 t_0}{2\cos i_c}$$

由图 1-12 可以看出，在 $OS_2$ 间无折射波出射，称为盲区。盲区半径 $x_c$ 可由下式计算出

$$x_c = 2h\tan i_c$$

$$= 2h\frac{v_1}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \tag{1.20}$$

因折射波时距曲线与反射波时距曲线在 $C$ 点相切，反映两波同时在地面 $S_2$ 点出射。$S_2$ 点以远，折射波总是先于反射波到达。另直达波与折射波时距曲线相交于 $D$ 点。表明 $S_2$ 与 $S_3$ 之间直达波先到，$S_3$ 点以远折射波先到。由上述三条时距曲线关系表明，采用反射波法勘探时为避免折射波干涉，应在 $S_2$ 点以近的范围观测，采用折射波法时宜在 $S_2$ 点以远处观测。

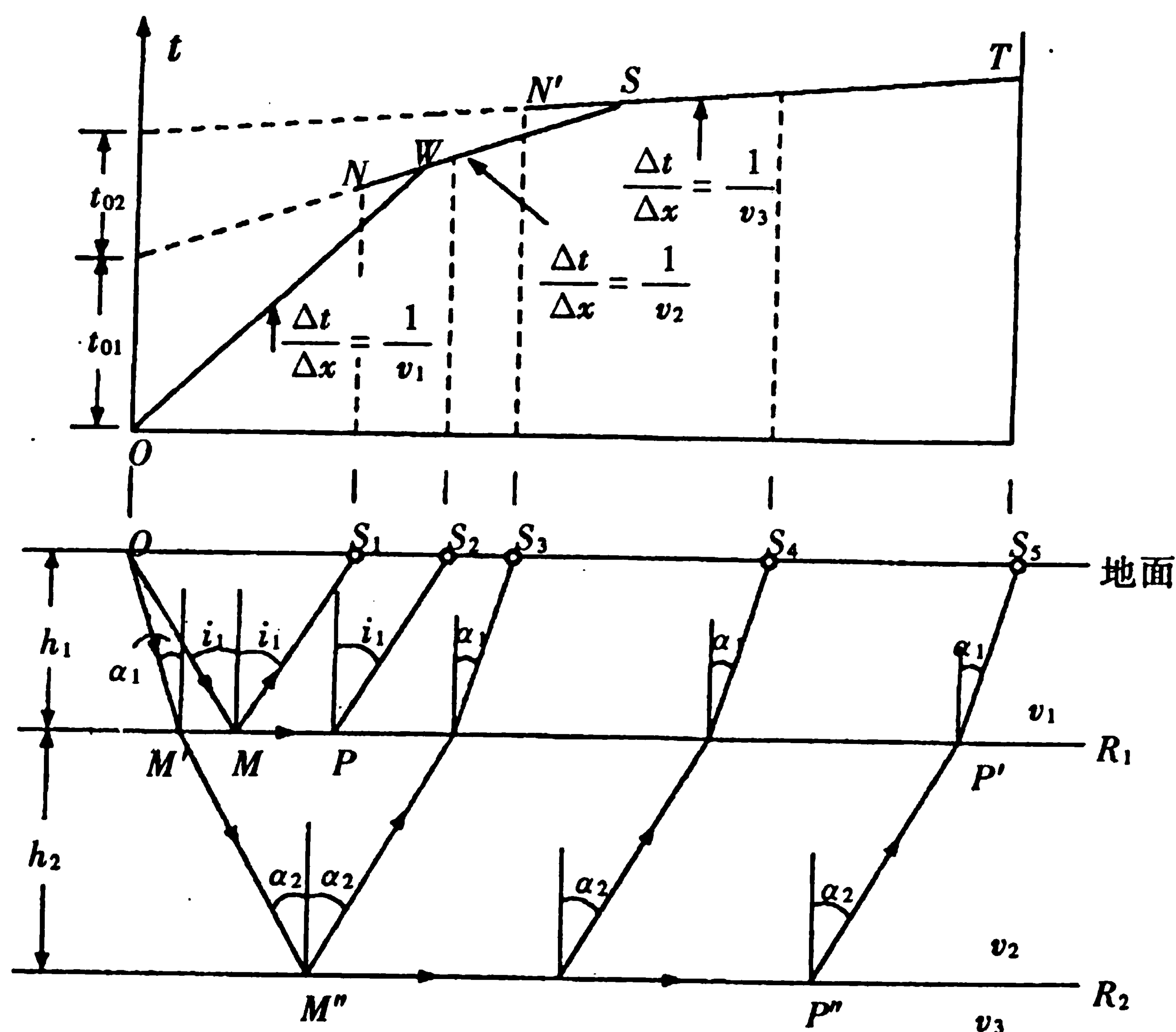



**图 1-13　两个水平界面折射波路径与时距曲线**

对于三层水平介质的情况，设在图 1-13 所示的模型中，$v_1 < v_2 < v_3$，在测线上 $S_5$ 点接收到的 $R_2$ 界面上折射波的走时，

$$t = \frac{OM' + P'S_5}{v_1} + \frac{M'M'' + P''P'}{v_1} + \frac{M''P''}{v_3}$$

$$= \frac{x}{v_3} + \frac{2h_2\cos\alpha_2}{v_2} + \frac{2h_1\cos\alpha_1}{v_1}$$

推广之，当存在多个水平折射界面时，假设各层介质厚度及速度分别为 $h_i$ 和 $v_i$，且波速随深度递增，则第 $n$ 个界面上的折射波走时为

$$t = \frac{x}{v_n} + \sum_{k=1}^{n-1}\frac{2h_k\cos\alpha_k}{v_k} \tag{1.21}$$

若令

$$t_{0k} = \sum_{k=1}^{n-1} \frac{2h_k\cos\alpha_k}{v_k}$$

则(1.21)式可写成

$$t = \frac{x}{v_n} + t_{0k}$$

显然，水平层状介质的折射波时距曲线是多条斜率不同、互相交叉的直线，如图 1-13 上半部所示。

(二) 倾斜界面折射波的时距曲线

一个倾斜界面折射波的路径与时距曲线如图 1-14 所示。$\varphi$ 为界面倾角，上、下层介质中的波速满足 $v_1 < v_2$ 条件。分别在 $O_1$、$O_2$ 点激发并在两点间观测。$O_1$ 处界面法线深度为 $h_u$，$O_2$ 处为 $h_d$。在 $O_1$ 点激发，$O_1 \sim O_2$ 区间接收时，折射波的旅行时间为

$$\begin{aligned} t &= \frac{O_1A + BO_2}{v_1} + \frac{AB}{v_2} \\ &= \frac{h_u + h_d}{v_1\cos i} + \frac{O_1Q - (h_u + h_d)\tan i}{v_2} \end{aligned}$$

由于

$$O_1Q = x\cos\varphi, \qquad v_2 = \frac{v_1}{\sin i}$$

代入上式整理后得

$$t = \frac{x\cos\varphi}{v_2} + \frac{h_u + h_d}{v_1}\cos i \tag{1.22}$$

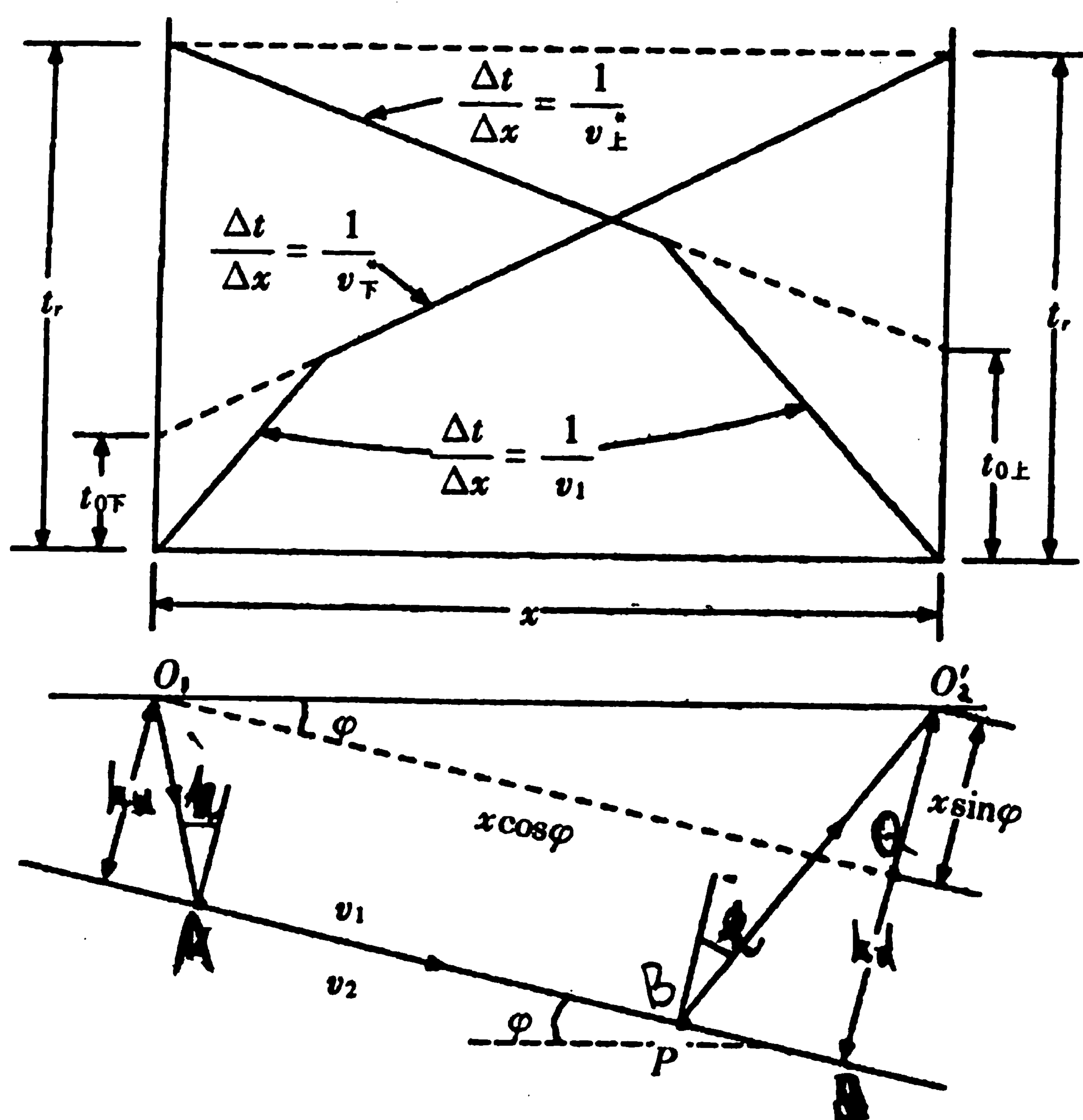



图 1-14 倾斜界面折射波路径与时距曲线

地震勘探中规定，炮点相对接收排列处在界面上倾方向时，称上倾激发下倾接收。反之，称下倾激发上倾接收。由图 1-14 可知

$$h_d = h_u + x\sin\varphi$$

将其代入(1.22)式，并用 $t_d$ 表示下倾接收的旅行时间，即

$$t_d = \frac{x\cos\varphi}{v_2} + \frac{x\sin\varphi\cos i}{v_1} + \frac{2h_u\cos i}{v_1}$$
$$= \frac{x\sin(i+\varphi)}{v_1} + t_{od} \tag{1.23}$$

这是上倾激发，下倾接收的折射波时距方程。式中 $t_{od} = \frac{2h_u\cos i}{v_1}$，表示下倾接收的折射波时距曲线在时间轴上的截距。

同样可得到 $O_2$ 点激发，$O_2 \sim O_1$ 区间接收时，折射波的旅行时间

$$t_u = \frac{x\sin(i-\varphi)}{v_1} + t_{ou} \tag{1.24}$$

式中 $t_{ou} = \frac{2h_d\cos i}{v_1}$，由(1.23)和(1.24)式可以看出，倾斜界面情况下，折射波时距曲线仍是直线。直线的斜率分别为$\frac{\sin(i\pm\varphi)}{v_1}$，由其倒数可求得下、上倾接收的视速度

$$\left.\begin{aligned} v_d^* &= \frac{v_1}{\sin(i+\varphi)} \\ v_u^* &= \frac{v_1}{\sin(i-\varphi)} \end{aligned}\right\} \tag{1.25}$$

显然，下倾方向视速度比上倾方向小，因而下倾方向的时距曲线比上倾方向的陡。

由(1.25)式可导出求界面倾角 $\varphi$ 和临界角的公式

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{2}\left[\arcsin\left(\frac{v_1}{v_u^*}\right) - \arcsin\left(\frac{v_1}{v_d^*}\right)\right] \\ i &= \frac{1}{2}\left[\arcsin\left(\frac{v_1}{v_u^*}\right) + \arcsin\left(\frac{v_1}{v_d^*}\right)\right] \end{aligned}\right\} \tag{1.26}$$

再由 $i$ 和 $v_1$ 计算界面速度 $v_2$。最后，根据两支时距曲线截距时间 $t_{ou}$ 和 $t_{od}$ 的表达式求得界面的法线深度 $h_d$ 和 $h_u$。

图 1-14 所示的观测方式称相遇观测。这是实际工作中经常采用的观测技术，得到的两支相交时距曲线称相遇时距曲线。可以看出，$O_1$ 点激发，$O_2$ 点接收，与 $O_2$ 点激发，$O_1$ 点接收的折射波路径完全相同，满足互换原理，旅行时间相等(称互换时间)。通过互换时间的连接，可以保证两支时距曲线追踪的是同一层的折射波，使求得的各项参数更准确可靠。

值得注意的是，并非所有的倾斜界面都能产生折射波和在地面能接收到折射波。譬如，当 $i+\varphi \geq 90°$ 时，无论上倾或下倾方向都观测不到折射波。

多个倾斜层折射波的时距关系复杂得多，但原则上可以按一个界面情况来处理，将多层介质简化为均方根速度或平均速度替代的均匀介质。

### 三、共反射点多次叠加法

共反射点多次叠加，又称共深度点多次叠加(Common Depth Point，缩写 CDP)和水平叠加。采用该方法获得的地震资料经一系列校正和处理后，可以压制干扰波提高信噪比，大大改善地震勘探工作的质量。这是目前国内外广泛采用的勘探技术。

#### (一)共反射点多次叠加原理

此方法是建立在水平界面基础上的。如图 1-15 所示，当在测线上 $O_1, O_2, O_3, \cdots, O_n$ 点激发，

在以 $M$ 点为对称中心的另一侧接收来自界面上同一点 $A$ 的反射波。$A$ 点称为共反射点或共深度点，检波点 $G_1, G_2, G_3, \cdots, G_n$ 称为共反射点叠加道或共深度点叠加道，其集合称为共深度点叠加道集，简称 CDP 道集。过 $A$ 点引垂线与地面交于 $M$ 点，$M$ 点是各激发点与其对应的检波点之间的同一个中心点，称为共中心点或共地面点。来自 $A$ 点的反射波到达各叠加道的时间分别为 $t_1, t_2, t_3, \cdots, t_n$。把共反射点各叠加道的数据从原始炮点记录中抽出并集合在一起，即构成共反射点道集。以炮检距为横坐标，反射波到达各叠加道的时间 $t$ 为纵坐标，可以绘出对应 $A$ 点的时距曲线右半支。互换激发点和接收点又可得到 $A$ 点时距曲线的左半支。合起来称共反射点时距曲线。

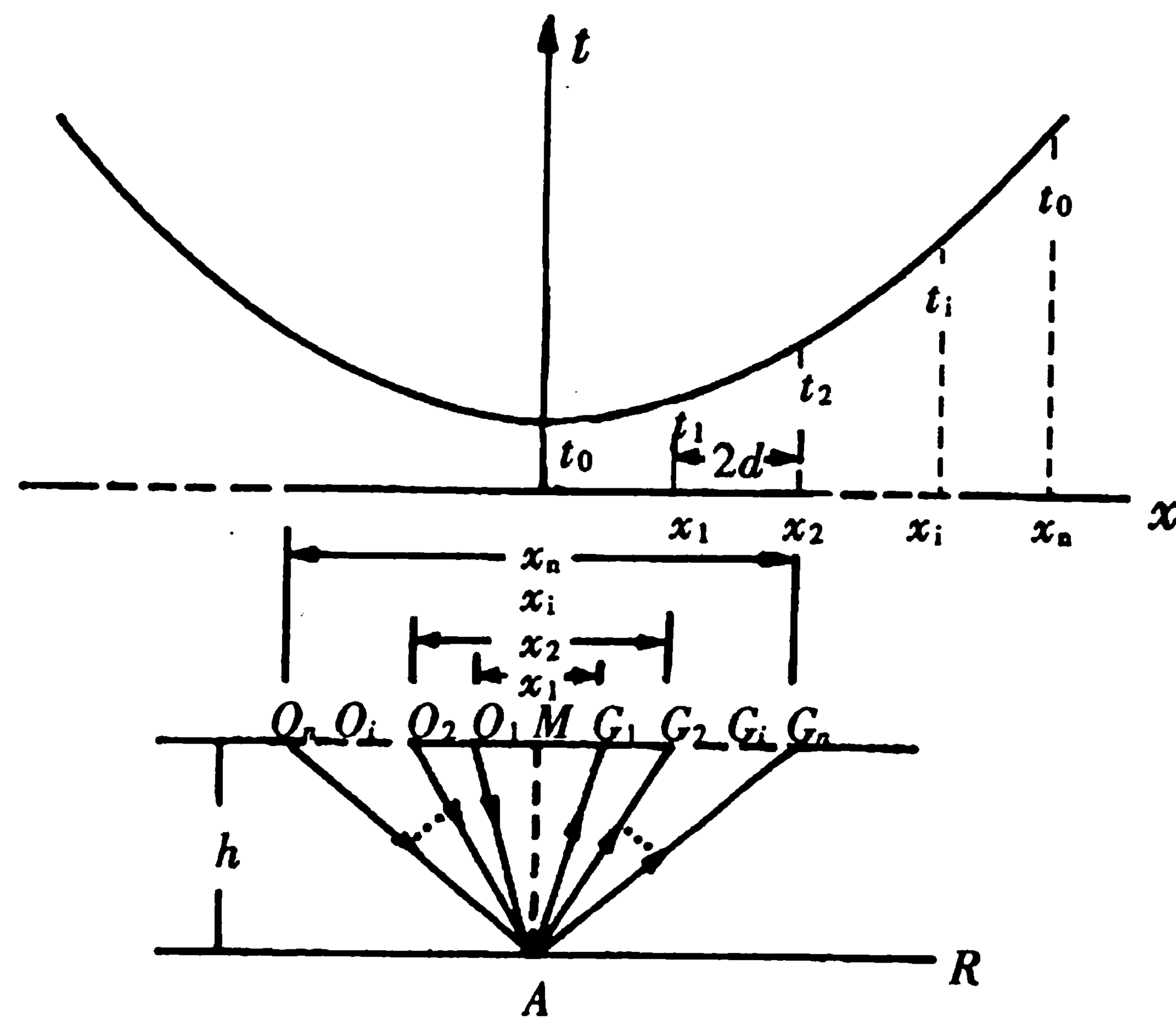



**图 1-15　共反射点时距曲线**

显然，该时距曲线的方程式为

$$t_i = \frac{1}{v}\sqrt{4h^2 + x_i^2} \tag{1.26}$$

式中：$t_i$ 为共反射点某叠加道记录的反射时间；$h$ 为共反射点深度；$v$ 为波的平均速度；$x_i$ 为共反射点某叠加道的炮检距。

由(1.26)式可知，共反射点道集时距曲线亦是一条双曲线，与共炮点反射波时距曲线形式相同，但两者的物理意义不同：共炮点反射波时距曲线反映的是地下界面的一个区段，而共反射点时距曲线仅反映地下界面的一个点；共反射点时距曲线上的 $t_0 = \frac{2h}{v}$ 为共中心点 $M$ 处的回声时间，不是共炮点时距曲线上炮点的回声时间；共反射点时距曲线叠加道的间隔 $\Delta x_i = x_{i+1} - x_i = 2d$ 是两倍的炮检距，共炮点时距曲线的 $\Delta x$ 是相邻检波点的间隔。

因为共反射点道集内各道记录的是来自同一界面同一点的反射波，所以各道应具有相似的波形。但由于各接收道的炮检距不同，则各道的反射波存在一定的相位差。若各道记录反射波的到达时间都分别减去因炮检距不同而引起的时差 $\Delta t_i$(称正常时差)，就与共中心点处的回声时间 $t_0$ 相等(即变成各道自激自收的情况)。此时，共反射点道集时距曲线变成一条 $t = t_0$ 的直线，见图 1-16。这一过程称正常时差校正或动校正。经动校正后，共反射点道集中的反射波不仅波形相似，且没有相位差，叠加后将得到加强。把叠加后的总振动作为共中心的自激自收时间输出，就实现了共反射点多次叠加的输出。

当然，动校正也可用于共炮点时距曲线，方法一样但含义不同。动校正后得到直观反映地下反射界面形态的一次覆盖剖面。不过，动校正主要还是用于前者。

下面讨论正常时差 $\Delta t$。已知水平界面反射波的时距方程为

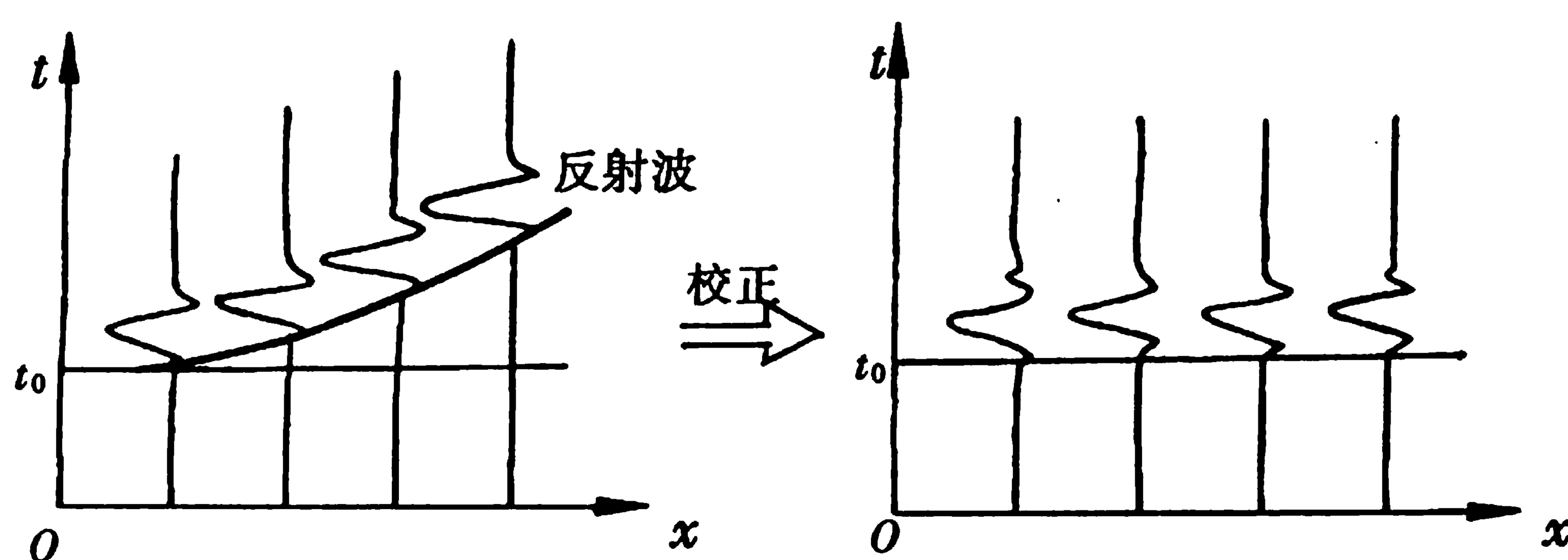



**图 1-16　时距曲线的动校正**

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{4h^2 + x^2}$$

$$= \sqrt{\frac{4h^2}{v^2} + \frac{x^2}{v^2}} = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{v^2}}$$

则

$$\Delta t = t - t_0 = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{v^2}} - t_0$$

$$= t_0\sqrt{1 + \left(\frac{x}{vt_0}\right)^2} - t_0 \tag{1.27}$$

用二项式展开，得

$$\Delta t = t_0\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{v^2 t_0^2}\right) - \frac{1}{8}\left(\frac{x^4}{v^4 t_0^4}\right) + \cdots\right] - t_0$$

若$\frac{x}{2h} \ll 1$,可略去高次项,得

$$\Delta t \approx t_0\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{v^2 t_0^2}\right)\right] - t_0$$

$$\approx \frac{x^2}{2v^2 t_0} \tag{1.28}$$

此式表明,正常时差 $\Delta t$ 随接收距离 $x$ 的平方增加而增大，随记录时间 $t_0$(或记录深度)和波速 $v$ 的平方增大而减小。可见,反射波时距曲线的曲率随距离 $x$ 增加而增大，随记录深度增加而减小。正常时差的这种变化对掌握动校正变化规律及识别记录上的反射波非常有用。

在时间剖面上,为了反映界面反射段的长度,通常把校正后的直线长度压缩一半,并将时间坐标轴翻转向下,则 $t_0$ 线就可近似反映界面形态了。

*(二)共反射点多次叠加效应*

(1.28)式给出的动校正量是在均匀介质情况下，由一次反射波关系导出的。因此,凡是不符合这种关系的地震波,如折射波、多次波、侧面反射波、声波等各类干扰波,经动校正后不一定都能同相对齐。现以全程二次反射波为例说明多次波在叠加过程中被削弱和压制的原因。

在对水平多层界面的一次反射波时距曲线作动校正时,由于多次反射波穿透深度小,传播速度低,因此与同 $t_0$ 一次反射波相比，时距曲线曲率大,正常时差大。设多次波的传播速度为 $v_d$,则其旅行时

$$t_d \approx t_0 + \frac{x^2}{2v_d^2 t_0} \tag{1.29}$$

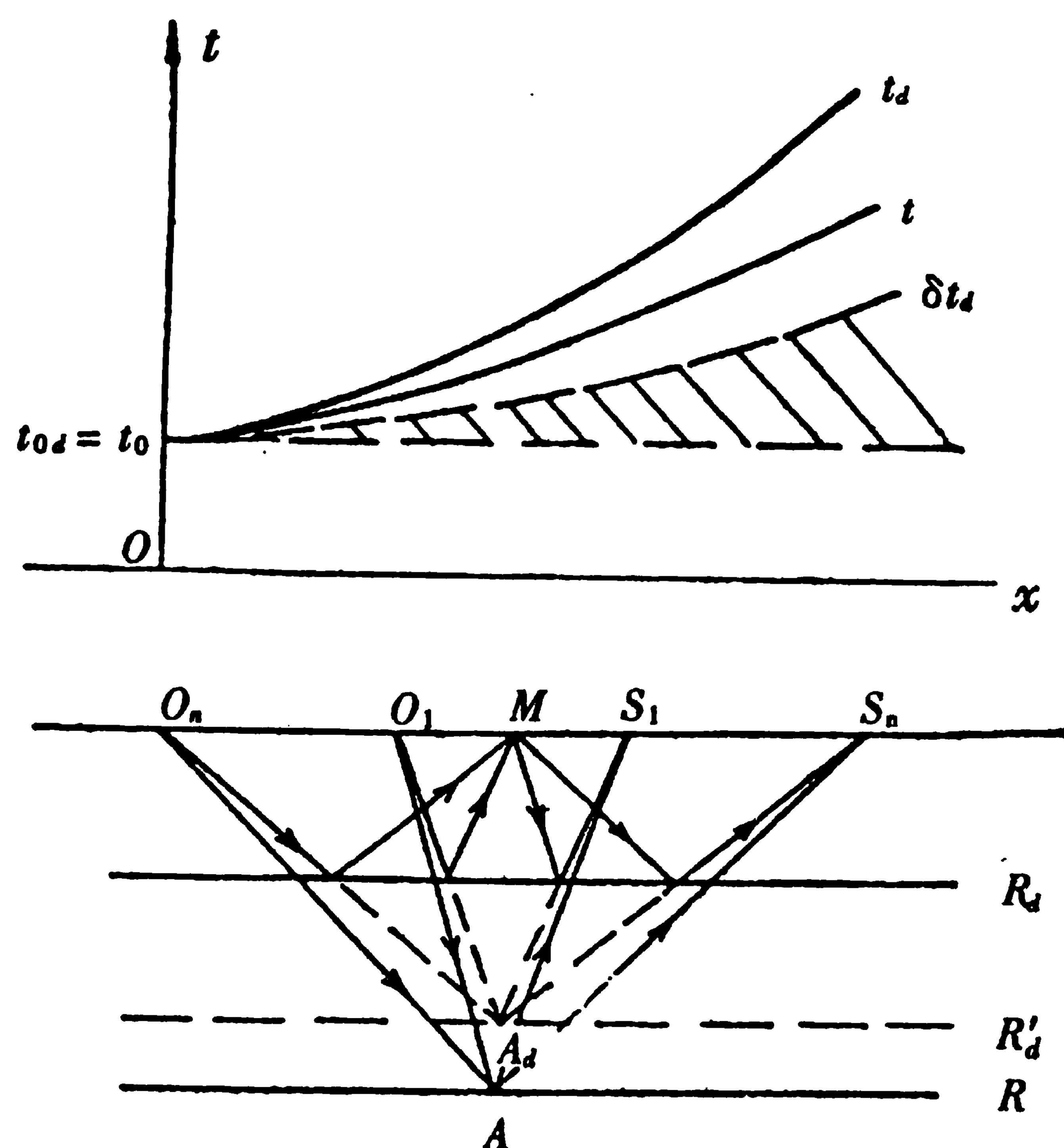



图 1-17　二次反射波时差的形成

按一次反射波作动校正后,多次波时距曲线未变成与 $x$ 轴平行的直线,仍有残余时差,这种时差称剩余时差。多次波的剩余时差

$$\delta t_d = (t_d - t_0) - (t - t_0) = \Delta t_d - \Delta t$$

$$= \frac{x^2}{2t_0}\left(\frac{1}{v_d^2} - \frac{1}{v^2}\right) = qx^2 \tag{1.30}$$

式中,$q = \frac{x^2}{2t_0}\left(\frac{1}{v_d^2} - \frac{1}{v^2}\right)$为多次波剩余时差系数。

如图 1-18 所示,对共反射点时距曲线,由于采用一次反射波的速度进行动校正和叠加,使一次反射波加强。对多次波或其它规则干扰波,因速度差异,校正后存在剩余时差,故叠加后被削弱。

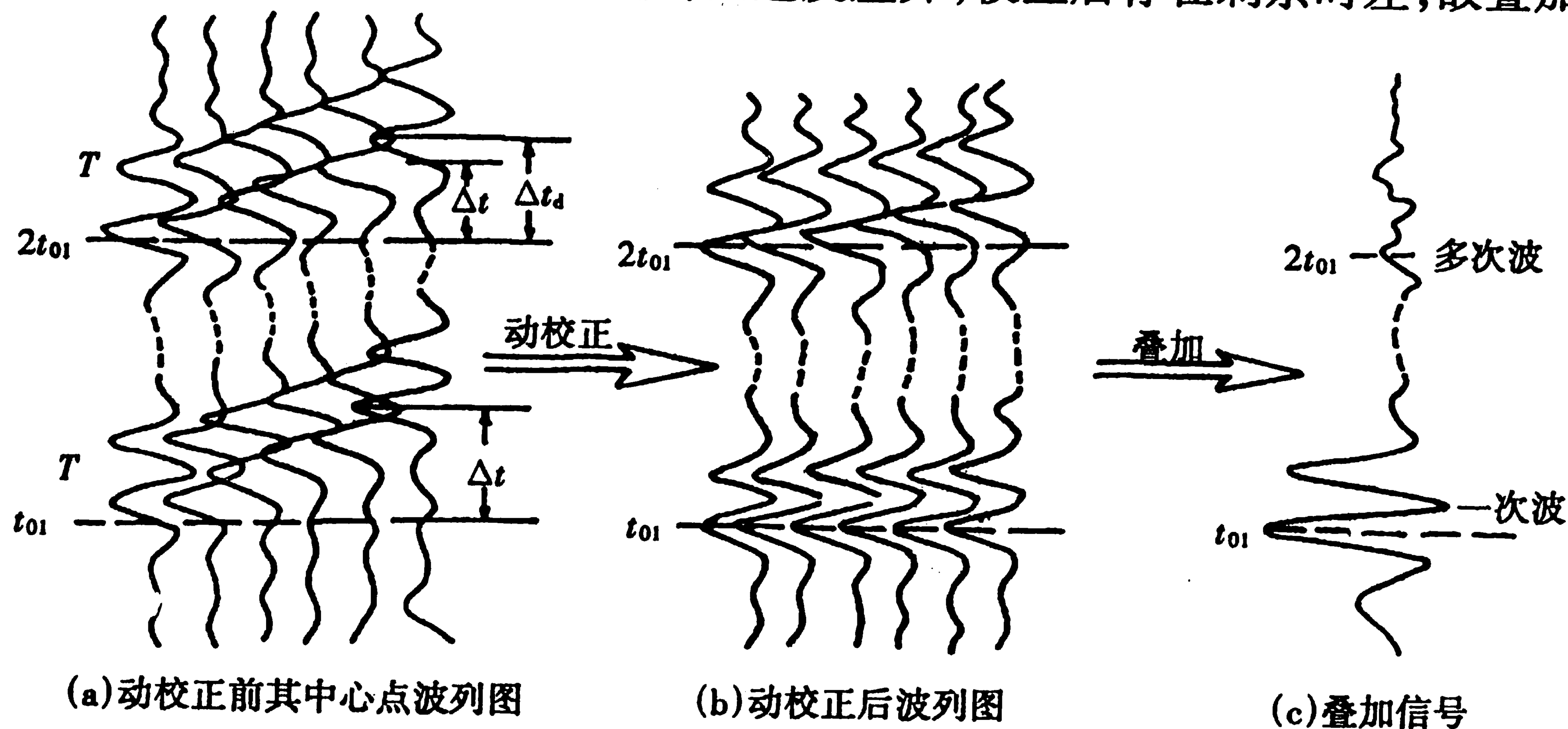



图 1-18　动校正及叠加效果示意图

由(1.30)式可以看出,多次波的剩余时差 $\delta t_d$ 随速度 $v_d$ 与 $v$ 之差的增大而增大,随 $t_0$ 的增大而减小。尤为明显的是 $\delta t_d$ 与炮检距 $x$ 的平方成正比。当多次波与一次波的速度差异不大时,增大接收距离可扩大剩余时差,提高多次叠加的效果。此外,由于波速(均方根速度)一般随深度增大而增加,因此,水平叠加对浅层多次波的压制效果比深层更明显。

## * 四、特殊波的时距曲线

在地质结构复杂地区开展地震勘探工作，地震记录图上常会出现一些特殊波。这些波的存在，一方面使地震剖面复杂化，干扰对有效波的识别；另方面由于这些波与复杂地质构造有成因联系，因而又可用来研究相应的构造。

### （一）多次反射波的时距曲线

多次反射波是地震勘探中常见的一种干扰波。若剖面中存在多个强反射界面时，则会有各种类型的反射组合。其中短程多次反射波紧跟一次波之后，或与之互相干涉，或作为一次波的延续，因而改变了一次反射波的波形，延长了质点振动的时间。长程多次反射波的传播路径比一次波显著长，在一次波之后以独立的波组出现在地震记录上。

如图 1-19 所示，设反射界面 $R$ 的倾角为 $\varphi$，$O$ 为炮点，法线深度为 $h_0$。在 $O$ 点激发的地震波，经过二次反射，沿 $OA \to AB \to BC \to CS$ 路径传播到地面 $S$ 点。如果将其中的 $AB$ 和 $BC$ 段向下

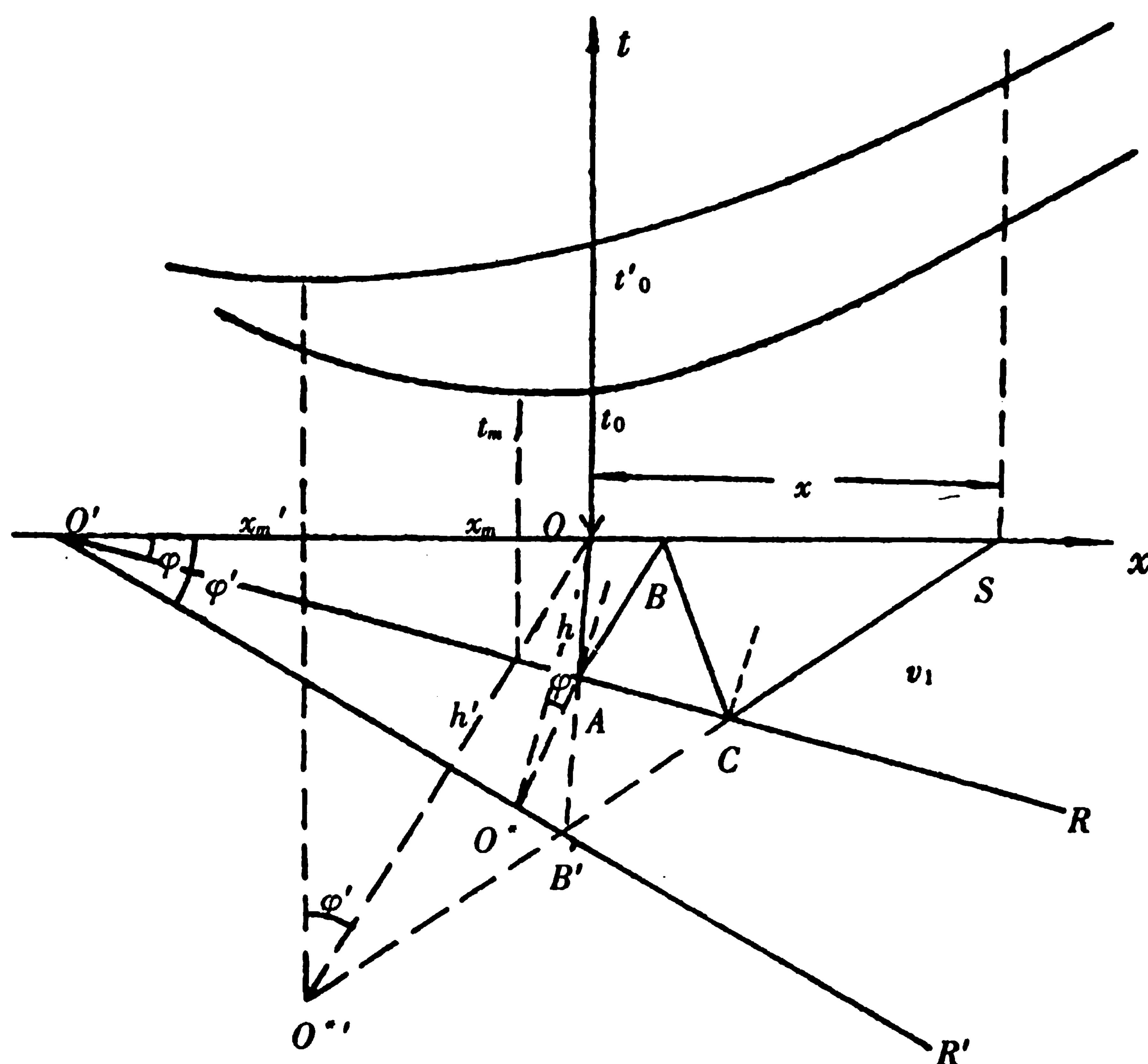



**图 1-19　多次反射波的时距曲线**

翻转 180°到 $AB'$ 和 $B'C$ 的位置，则路径 $OAB'CS$ 与波实际传播的路径 $OABCS$ 完全一致，即相当于虚设界面（亦称等效界面）$R'$ 上的一次反射波路径。根据几何关系，等效界面 $R'$ 的倾角 $\varphi' = 2\varphi$，法线深度 $h' = 2h\cos\varphi$。于是，很容易写出全程二次反射波的时距曲线方程

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 + 4h'x\sin\varphi' + 4h'^2} \tag{1.31}$$

将 $\varphi' = 2\varphi, h' = h\cos\varphi$ 代入，则

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 + 8hx\sin2\varphi\cos\varphi + 16h^2\cos^2\varphi} \tag{1.32}$$

由于

$$\cos\varphi = \frac{\sin2\varphi}{2\sin\varphi}$$

所以

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 + 4hx\frac{\sin^2 2\varphi}{\sin\varphi} + 4h^2\frac{\sin^2 2\varphi}{\sin^2\varphi}} \tag{1.33}$$

推广到 $n$ 次全程多次反射波时，时距曲线方程

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 + 4hx\frac{\sin^2 n\varphi}{\sin\varphi} + 4h^2\frac{\sin^2 n\varphi}{\sin^2\varphi}} \tag{1.34}$$

此式表明全程多次反射波的时距曲线仍是双曲线。其极小点坐标

$$x_{\min} = 2h'\sin n\varphi = 2h\frac{\sin n\varphi}{\sin\varphi}\sin n\varphi$$

与一次反射波的极小点位移距离比较，倾角较小时，近似为 $2n$ 倍。$t_0$ 时间则是一次反射波的 $n$ 倍。

另外，多次反射波时距曲线的曲率比同一 $t_0$ 一次反射波时距曲线要大。这是因为多次波的穿透深度小，传播速度低，致使多次波正常时差比一次波的大。须指出，多次反射波的反射次数是有限的，不是无限的。

(二)绕射波的时距曲线

绕射波是地震记录上常见的且利用价值较大的一种特殊波。

当地震波入射到断层棱点、地层尖灭点或地层不整合面的突起点时，按照惠更斯原理，这些特殊部位成为新的波源，再次向四周发射球面波，这种波称为绕射波。如图 1-20(a)所示，断层棱上的绕射点 $A$ 深度为 $h$，其在地面的投影点为 $A'$。$A'$ 到爆炸点 $O$ 的距离为 $l$。波自爆炸点 $O$ 入射到 $A$ 点后产生绕射波。则波的入射时间

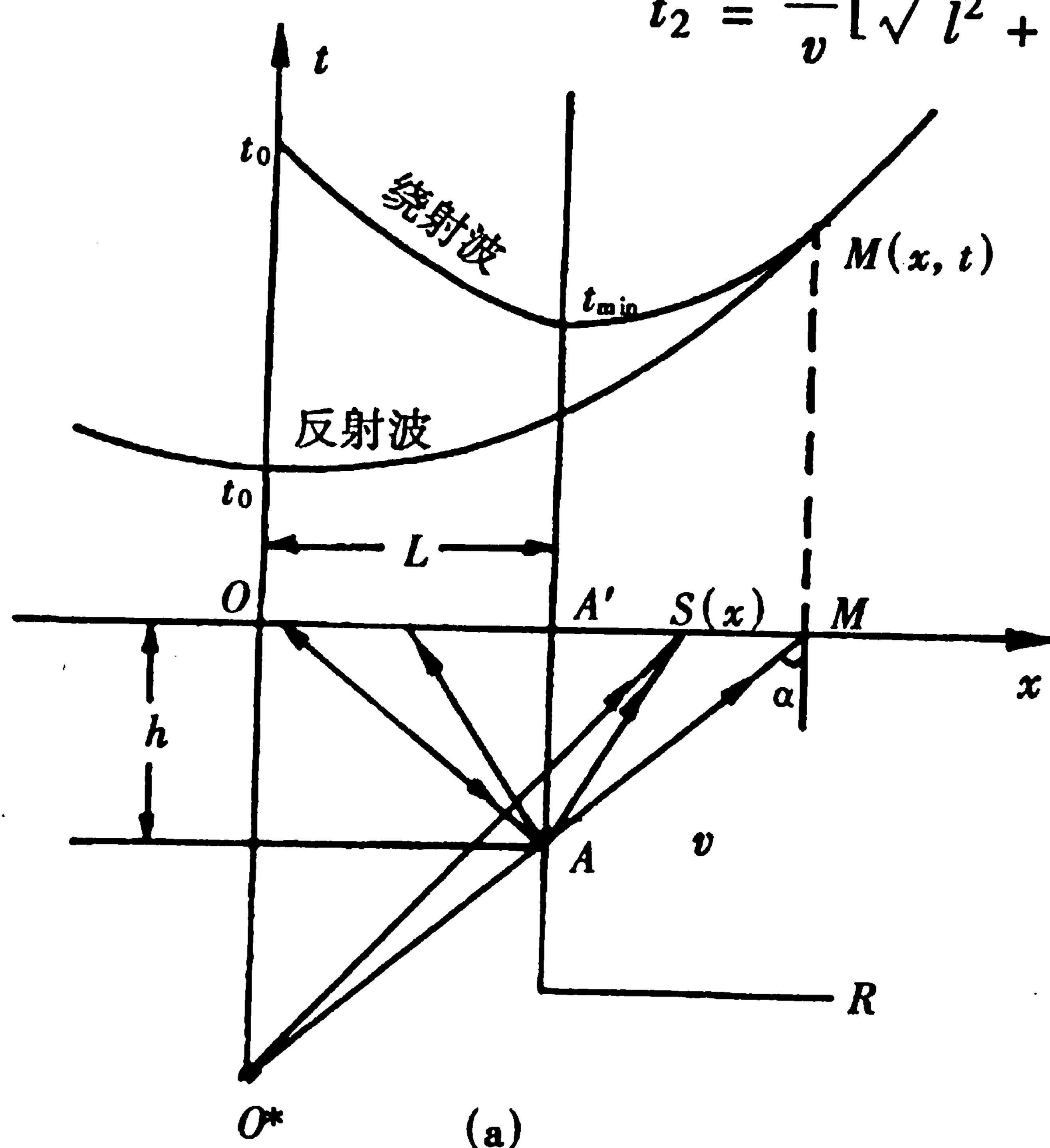
$$t_1 = \frac{OA}{v} = \frac{1}{v}\sqrt{l^2 + h^2} \tag{1.35}$$

绕射波自 $A$ 点传到地面任一点 $S$ 的时间

$$t_2 = \frac{AS}{v} = \frac{1}{v}\sqrt{(x - l)^2 + h^2} \tag{1.36}$$

于是，$S$ 点接收到绕射波的总时间

$$t_2 = \frac{1}{v}\left[\sqrt{l^2 + h^2} + \sqrt{(x - l)^2 + h^2}\right] \tag{1.37}$$



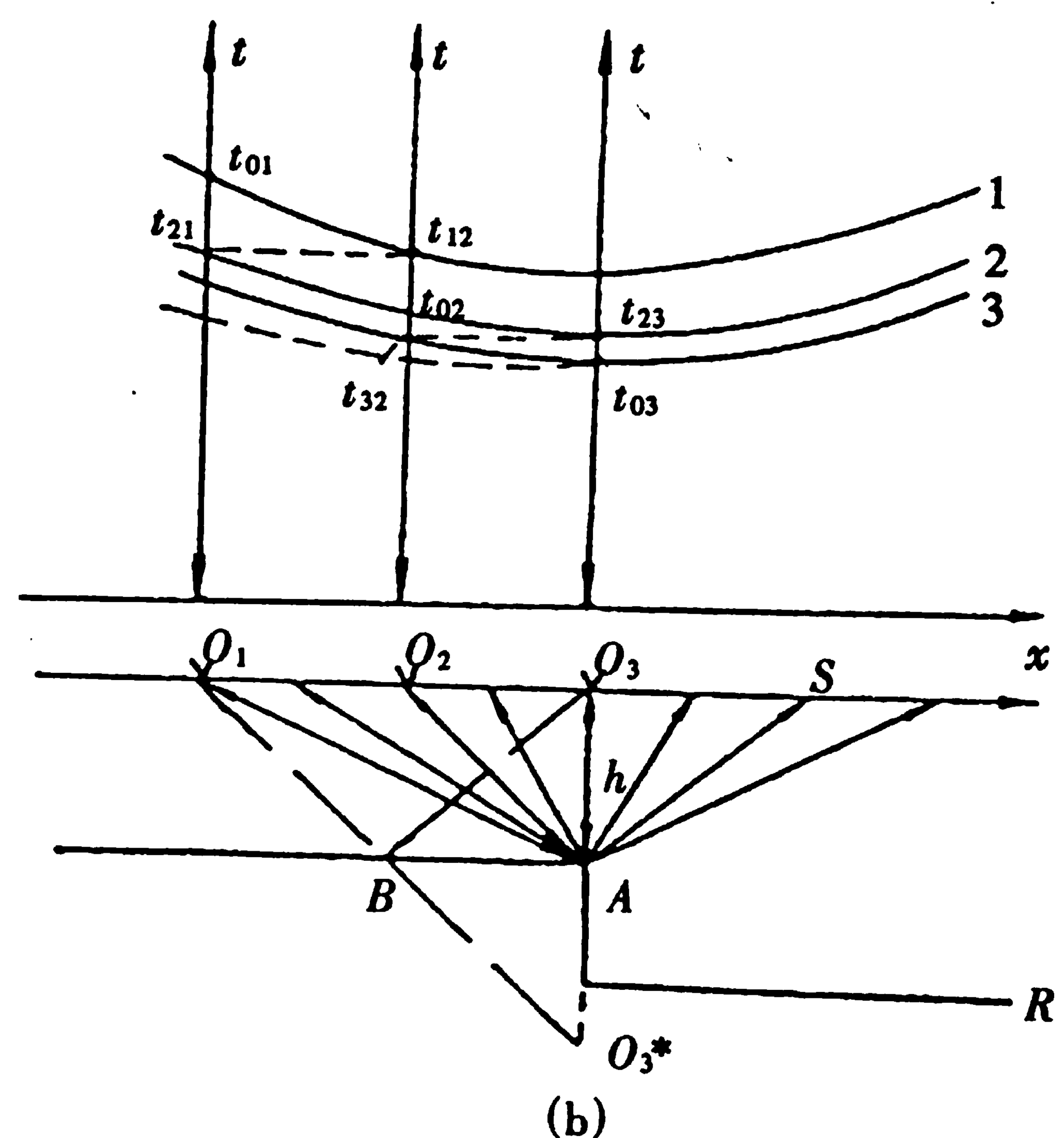




图 1-20 绕射波时距曲线

该式是绕射波的时距方程，其时距曲线形状为双曲线。与反射波相比，绕射波时距曲线具有下列特点：

(1) 水平界面反射波时距曲线的极小点在爆炸点正上方，而绕射波时距曲线的极小点位于绕射点 $A$ 的正上方，极小点坐标

$$x_{\min} = l$$

$$t_{\min} = \frac{1}{v}\left(\sqrt{l^2 + h^2} + h\right)$$

因绕射点 $A$ 产生的绕射波射线以 $AA'$ 为最短，不论爆炸点位置如何移动，绕射波时距曲线的极小点总是位于绕射点的正上方。从 (1.37) 式可见，爆炸点位置 $l$ 的变化，仅使入射波的时间 $t_1$ 改变，而绕射波的时间 $t_2$ 不变。所以爆炸点位置的变动只引起绕射波时距曲线沿 $t$ 轴平移，而曲线形状不变，见图 1-20(b)。

(2) 绕射波时距曲线与反射波时距曲线相切。在图 1-20(a)所示情形下，射线 $AM$ 是反射波的中断线，它既是反射线，又是绕射线。所以在该点两者时间相等，视速度相同，斜率一致。而在其它点，绕射波的旅行时总是大于反射波，所以两条时距曲线相切。

(3) 如果图 1-20(b)中的震源位于绕射点 $A$ 正上方，由于虚震源在深度为 $2h$ 处，显然，对于地面同一检波点，接收到的反射波路径比绕射波的短，出射角小，故反射波时距曲线的曲率比绕射波的小。

(三)断面反射波的时距曲线

断面反射波就是在断层面上产生的反射波。当断层落差较大，断层面两侧为不同的岩性地层接触时，就构成了波阻抗面，有利于形成反射波。断面反射波的时距曲线形状与倾斜界面反射波的时距曲线形状相似，亦为双曲线。由于断层面倾角一般比地层倾角大，因而断面反射波的同相轴倾斜度较大。

若断层面两侧地层的岩性变化较大，断层面的光滑程度和连续性也存在差异，因而波的强度不稳定，甚至会发生相位反转。在地震剖面上表现为忽强忽弱、时隐时现、波形变化和断续出现等特点。

在石油勘探中，断层对油气的运移和聚集具有控制作用，利用断面波确定断层位置和产状十分重要。

## §1.3 地震勘探资料的野外采集

地震勘探资料的野外采集是整个地震勘探工作的首要环节，分现场踏勘、施工设计、试验和正式生产几个阶段。其主要任务是：地震测线的布置，激发地震波和接收地震波。野外工作的关键是地震勘探采集系统和工作方法，它决定能否获得高质量的第一手资料，关系到地震勘探最终成果的优劣。

### 一、地震勘探仪器简介

现代地震勘探仪器主要由检波器、放大器、数字记录器和微型计算机等装置组成，其除接收和记录地震波外，还可对记录资料进行简单初步处理，监测野外数据采集的质量。

检波器是埋置在地表面拾取大地震动信息的接收器，是一种将机械振动转换为电信号的装置。检波器的类型很多，动圈式和动磁式电磁感应检波器是目前陆地勘探采用最广的两种。它们的结构和工作原理基本相同。区别仅在于动圈式检波器是磁铁与外壳结为一体，线圈相对外壳运动。而动磁式检波器是线圈与外壳结为一体，磁铁相对外壳运动。它们的结构如图 1-21 所示。下面以动圈式检波器为例说明其结构和工作原理。

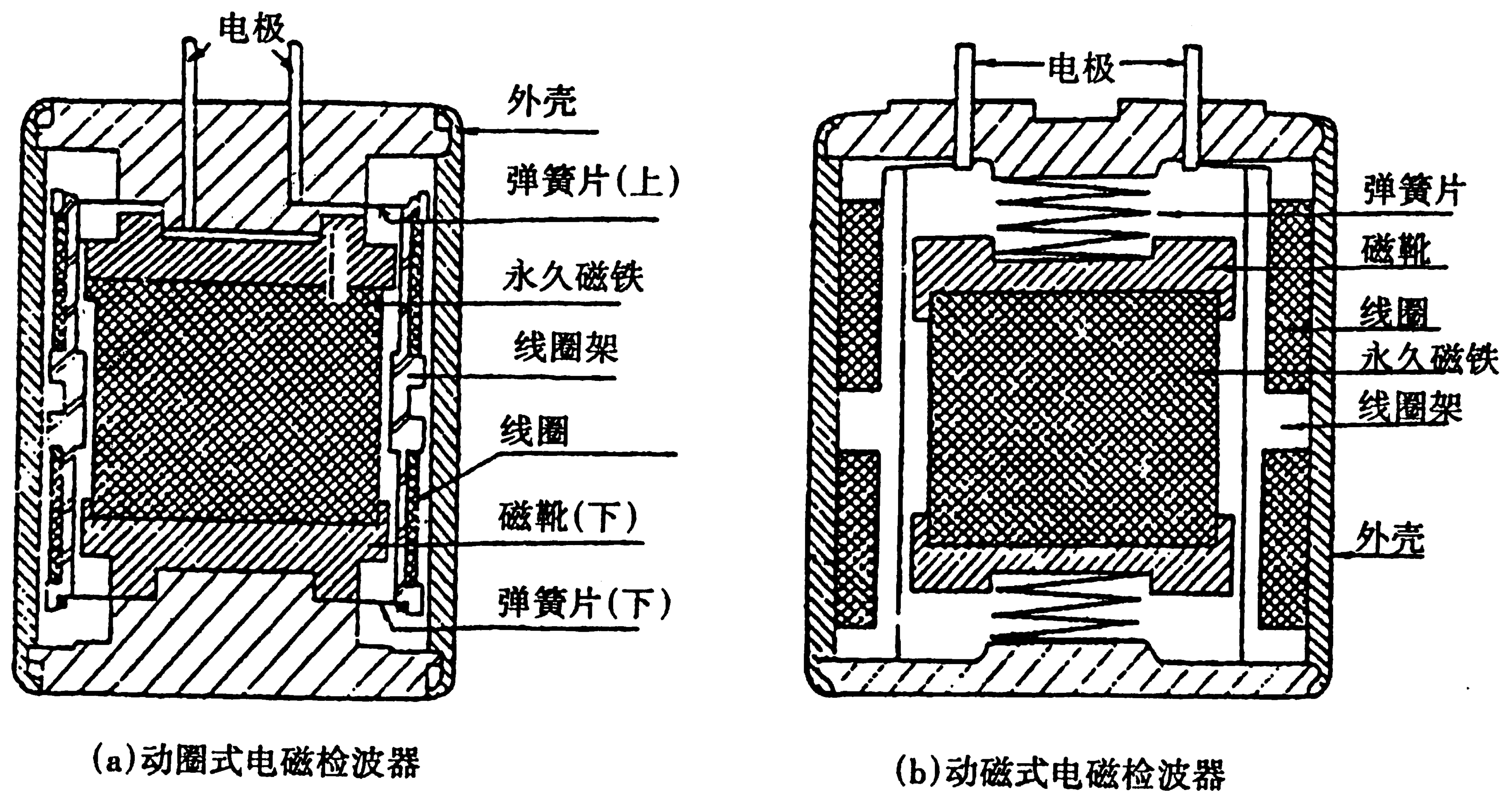



图 1-21 动卷式/动磁式检波器剖面图

动圈式检波器结构包括磁系统和振动系统两部分。检波器外壳为圆筒形软铁，磁系统位于中央，主要是一块圆柱形永久磁铁(磁钢)，磁铁两极有磁靴，磁靴被固定在外壳上。外壳内壁与永久磁铁之间的缝隙是振动系统，由线圈、线圈架和支撑线圈架的上、下弹簧片组成，它们构成一个惯性体。

检波器插入地下后，与地面结为一体。当地面振动时，磁铁与外壳随之振动，而线圈因惯性关系滞后于外壳振动。于是，线圈与磁铁间的相对运动便切割磁感线，在线圈两端产生感应电动势(电动势的大小与线圈切割磁通量的速度成正比)。然后由线圈引出线并通过电缆将电信号传送到地震仪记录系统。

数字地震仪的记录系统把由检波器传输来的模拟地震信号，经过前置放大器初步放大。接着将连续的地震信号离散取样，变成数字形式的离散振幅值。再把十进制数表示的离散振幅值转换成“二进制”数，然后记入磁带，再输入到计算机进行处理。

数字地震仪在野外直接用二进制码位记录地震信号，获得数字磁带记录。

## 二、地震测线的布置与野外观测系统

### (一)地震测线的布设

地震测线，就是野外进行地震资料采集时的工作路线。测线布设的原则：

(1)根据勘探任务布设；

(2)主测线一般应垂直构造走向；

(3)尽量布设成直线；

(4)测网尽可能成正交网状；

(5)工区内如有探井，须有连井测线；

(6)构造高点及断裂发育部位应加密测线。

另外，地震测线的布设对于不同的勘探阶段(路线普查、面积普查、面积详查及构造细测)，亦有不同的要求。

(二)反射波法观测系统

在野外进行地震资料采集时，需沿测线按次序在一些点激发地震波，并在相应的不同地段上接收。通常把每次激发布置检波器的地段称为接收排列(简称排列)。为获取沿测线地下界面的连续资料，并确保在不同排列的记录中辨认出同一界面的有效波，必须按一定规则布置激发点与接收排列。用来表示激发点与接收排列相对位置关系的平面图叫做观测系统。

野外施工时，要依据观测系统布置激发点和接收排列。其中激发点与接收排列在同一条直线上的为纵测线，不在同一条直线上的为非纵测线。现以纵测线为例介绍观测系统中几个常用名词的代表符号及意义。在一个排列上，炮点到任意检波点的距离叫炮检距(到第一个检波点的距离又称偏移距)；相邻检波点之间的距离称为道间距；相邻炮点间的距离称炮点距。

观测系统图一般采用综合平面图法表示。该表示法是根据测线上激发点(或炮点)的间距按一定比例尺标在厘米坐标纸上，然后过各激发点分别向两侧作与测线成45°角的直线，这样就组成一个坐标网，见图1-22。

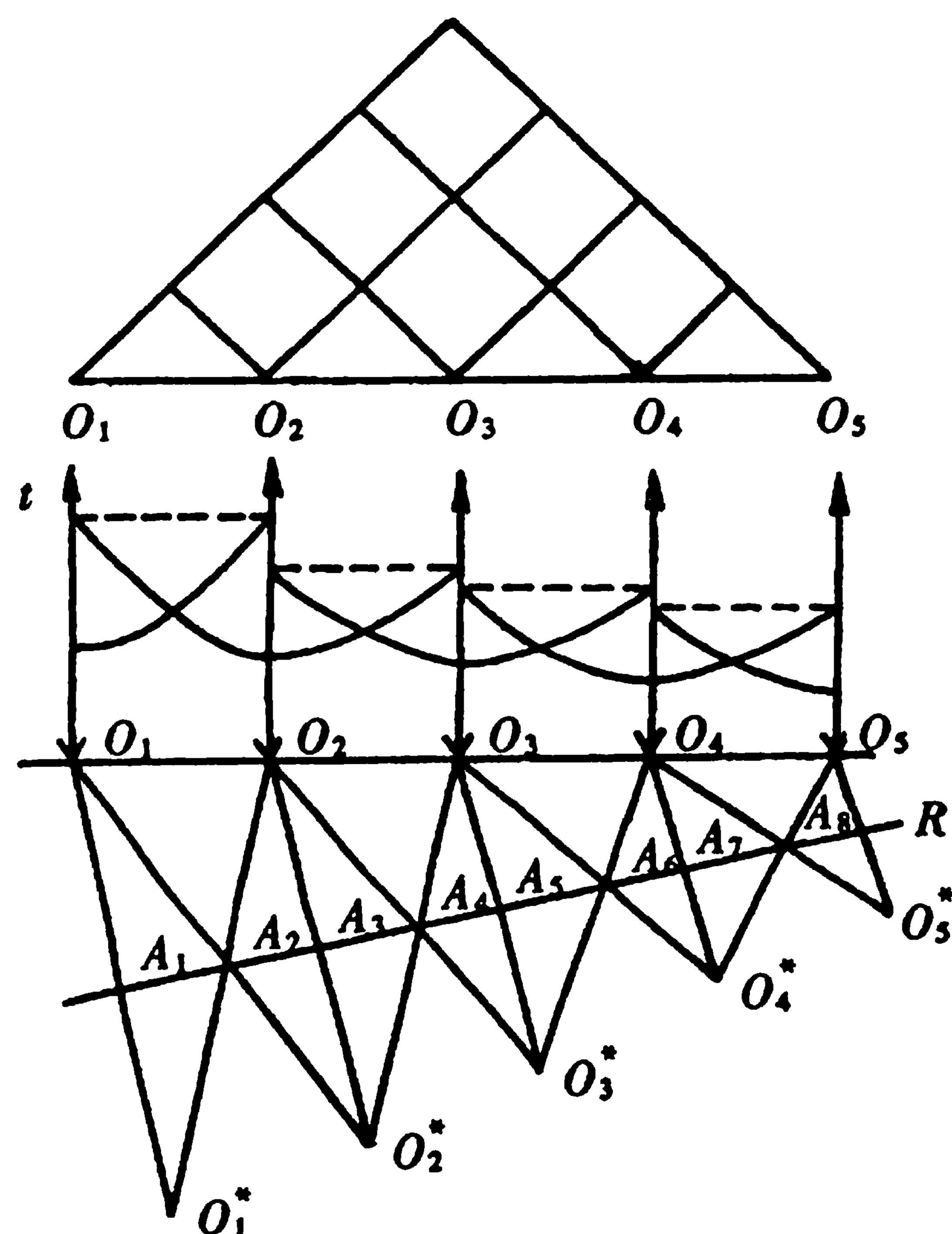



**图1-22 综合平面图法表示的观测系统**

图中的 $O_1, O_2, O_3, O_4, \cdots$ 代表测线上的激发点，过激发点的斜线叫共炮点线。共炮点线反映了地面上沿测线的排列。

当界面水平时，综合平面图中的每段粗线或有色线在测线上的投影，正好是所观测的界面段的长度，即所谓覆盖长度。覆盖的含意即是指对界面进行观测或采样。如果对界面上的每个点只观测一次，称为单次(或一次)覆盖。若观测多次，称多次覆盖。

利用综合平面图法表示观测系统，既明确又简便，尤其用以表示复杂观测系统时，就更加显示出该方法的优越性。

(三)简单连续观测系统

简单连续观测系统是反射波法中最简便、最基本的观测系统，它可以保证对反射界面的连续追踪。图1-22就是这种观测系统。$O_1$ 点激发时，在 $O_1$—$O_2$ 地段接收，勘探的是测线下 $A_1$ 段界面。

$O_2$激发,若其两侧的 $O_2—O_1$ 和 $O_2—O_3$ 均接收时,则 $A_2$、$A_3$ 段界面可同时被勘探。然后向右移动排列,沿测线顺次激发和接收,就可勘探整条测线下的界面 $R$。

简单连续观测系统的最大特点是接收段靠近激发点,有效波之间的干涉较少,且在深层折射波盲区之内,但面波和声波的干扰较大。

(四)多次覆盖观测系统

为压制多次反射波和其它干扰波,提高地震记录信噪比,常采取有规律地同时移动激发点与接收排列的方法,对地下界面反射点作多次重复观测。相应的观测系统称多次覆盖观测系统,是目前石油地震勘探中最常采用的观测系统。

现以图 1-23 所示的单边放炮六次覆盖观测系统为例,说明多次覆盖观测系统野外施工的特点。

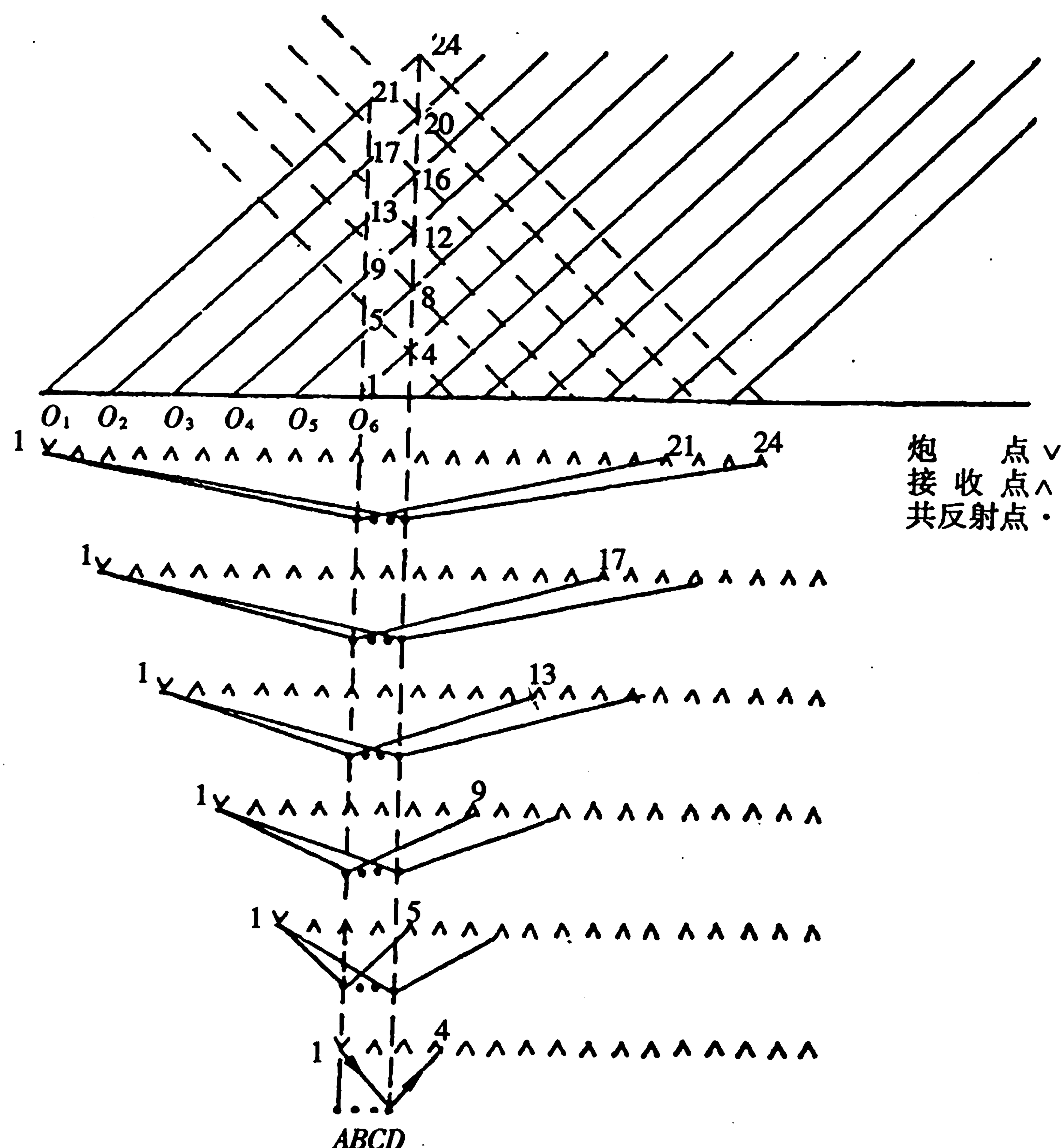



图 1-23 六次覆盖的观测系统

在该观测系统中,接收道数 $N=24$,偏移距 $x_1=0$。每放完一炮,炮点和整个排列一起向前移动两个道间距($d=2\Delta x$)。由图 1-23 可以看出,$O_1$ 炮的第 21 道、$O_2$ 炮的第 17 道、$O_3$ 炮的第 13 道、$O_4$ 炮的第 9 道、$O_5$ 炮的第 5 道和 $O_6$ 炮的第 1 道接收的都是来自界面 $A$ 点的反射,这些道就构成了 $A$ 点的共反射点道集。放完上述六炮,可得到 $A,B,C,D$ 四个六次覆盖的共反射点。此后每放完一炮便可增加四个六次覆盖的共反射点。若依次放完 11 炮,则可得到 24 个六次覆盖的共反射点。每个共反射点都各有相应的共反射点道集,详见表 1-3。

根据上述特点,设每放完一炮后炮点移动间隔的道数为 $d$,接收仪器道数为 $N$,覆盖次数为 $n$,炮点距与覆盖次数的关系为 表1—3 所示:

表 1-3

| 叠加道号 共反射点序号 / 炮次 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 2 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 3 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 4 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 5 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 6 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 7 | | | | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 8 | | | | | | | | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | | | | | |
| 9 | | | | | | | | | | | | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | | | | | |
| 10 | | | | | | | | | | | | | | | | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | | | | |
| 11 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 |

$$d = \frac{SN}{2n} \tag{1.38}$$

式中 $S$ 为常数，单边放炮时取 1，双边放炮时取 2。

另外，在图 1-23 所示的观测系统图中，有两组不同方向的斜线，一组为自炮点出发向右倾斜的共炮点线；一组是由接收点出发向左倾斜的共接收点线(虚线)。过共炮点线与共接收点线的交点且垂直于测线的一组直线为共中心点线，在水平界面情况下也叫共反射点线。该直线通过的每个交点所对应的炮点和接收点，都以该线与测线的交点为公共对称中心。通过共炮点线与共中心点线的交点且平行于测线的一组直线，叫做共炮检距线。

### 三、地震波的激发与接收

#### (一)地震波的激发

地震波的激发是指在(炸药或非炸药能量)激发力的作用下打破震源介质的相对静止状态，在地层中产生地震波。

用于地震勘探的震源基本分两大类：炸药震源和非炸药震源。

炸药震源是用炸药爆炸的方法来激发地震波。由于炸药震源所产生的地震波能量强、脉冲特性好等优点，因而在陆地上进行地震勘探时，尤其是中、深层地震勘探被广泛采用。

非炸药震源的种类较多，如锤击、可控震源、气动震源和电火花震源等。后两种震源主要用于海上地震勘探。

所谓可控震源，就是所激发的地震波的波形、频率变化等都由人工控制。为增强有效波压制干扰波，要在一个激发点并排安放几个可控震源并重复进行若干次振动，把各次振动的记录叠加起来，才能得到一个激发点累积能量的记录。

使用可控震源工作效率特别高，所获资料的质量也好。另外可以节省大量炸药和钻井工作，故较为经济。可控震源的设备比较笨重，仅适于在地形平坦的地区使用。

激发条件和激发方式的选择，对有效波的能量、频谱特征以及记录信噪比等有很重要的关系。在陆地勘探用炸药震源时，爆炸可在井中进行，也可在坑中、空中或者水中进行。但以在井中爆炸效果最好。激发介质应选择含水的可塑性岩石层，如黏土、胶泥和湿砂等。激发深度最好在潜水面以下 3 ~ 5 m 的泥岩或黏土层中。这样获得的有效波能量较强，而且频谱适中。

激发条件和激发方式的选择须根据工区的地震地质条件和经过试验后再行确定。

#### (二)地震波的接收

地震波的接收就是使用专门的仪器设备，采用合适的工作方法把地震波在地下传播的情况真实地记录下来。

为了保证可靠地追踪和对比各地震道记录的有效波，必须合理地选择接收点的间距，正确地埋置检波器并保持其接收条件的一致性。

道间距 $\Delta x$ 的选择，应使相邻两道记录的有效波同一相位的时间差 $\Delta t$ 不大于周期 $T$ 的一半，即 $\Delta t \leq T/2$，才能保证对有效波的对比追踪。

检波器尽量埋置在指定的接收点，但要避开水田、河滩及风化碎石等。要摆正埋实，否则会增加干扰背景。或者由于埋在地形起伏或低速带厚度变化较大的地方，使有效波同相轴扭曲而畸变。

为提高接收地震信号的信噪比，有时还采用组合检波和组合爆炸。组合检波就是在每个接收

点,沿直线或在某种形状的面积内安置若干个检波器,其输出端用导线连接在一起,即把若干个检波器的输出信号叠加起来作为它们中心点的输出,使近于垂直地面出射的有效波加强,沿水平方向传播的干扰波削弱。

组合检波是利用有效波与干扰波之间的视速度或传播方向的差异压制干扰波,突出有效波的。这种方法对于压制像面波之类的低视速度的规则干扰及无规则的随机干扰特别有效。

组合爆炸,即多个震源同时激发构成一个总震源。其原理和效果与组合检波是一样的,有时二者同时采用。

## §1.4 共反射点叠加资料的处理与解释

### 一、地震勘探资料处理概述

地震勘探资料的数字处理是指用计算机对野外采集的原始地震资料进行以压制干扰,提高信噪比和分辨率,消除各种地质假象和为岩性解释提取各种物性参数所做的一系列处理。

地震资料数字处理的内容很多。依所达目的不同,可归纳为五个方面:校正和叠加处理;提高信噪比的数字滤波处理;提高纵向分辨率的反滤波处理;提高横向分辨率的偏移处理以及资料处理所使用参数的提取和分析。其核心是校正和叠加处理。图 1-24 为共反射点叠加资料的处理流程。

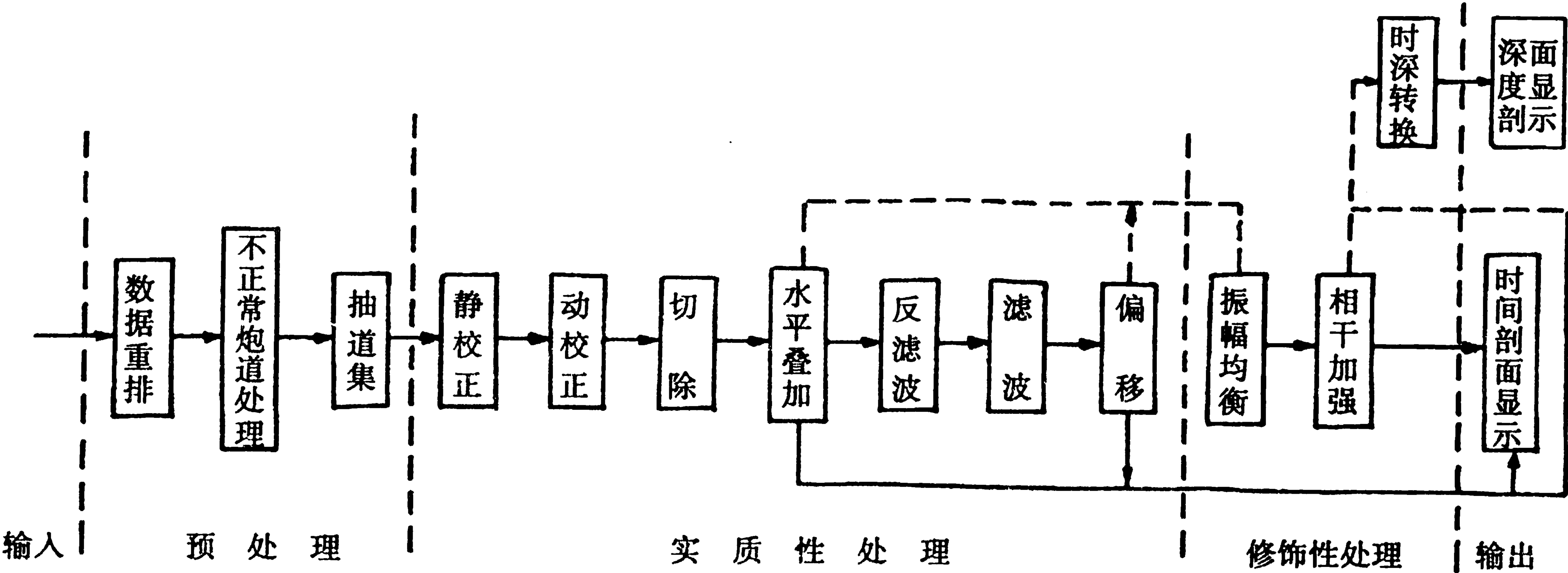



图 1-24 地震反射资料处理基本流程

(一)预处理

所谓预处理,就是将野外采集的原始地震记录进行初步加工整理,以满足一定的计算机结构及操作系统中各处理方法的要求。

1.数据重排

数据重排又称数据解编。由于野外地震资料采集时,记录在磁带上的数据不是按道序排列的,而是按时序排列的,即依次记下各道的第一个采样值,然后再记录各道的第二个采样值……依此类推,直到结束。如以矩阵形式表示,则为

$$\begin{pmatrix} A_1^1 & A_2^1 & A_3^1 & \cdots \\ A_1^2 & A_2^2 & A_3^2 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \\ A_1^i & A_2^i & A_3^i & \cdots \end{pmatrix}$$

式中 $A_i^j$ 表示第 $i$ 道、第 $j$ 个样点的振幅值。这种排列方式使同一道记录的相邻采样值相隔较远,处理时很不方便。为便于处理,须将上述排列转换成按道序排列,即把同一道的采样值放在一起。重排后的形式如下列矩阵

$$\begin{pmatrix} A_1^1 & A_1^2 & A_1^3 & \cdots \\ A_2^1 & A_2^2 & A_2^3 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \\ A_i^1 & A_i^2 & A_i^3 & \cdots \end{pmatrix}$$

不难看出,数据重排过程相当于把矩阵元素进行转置。

2.不正常道、炮处理

为了避免不正常道和不正常炮的数据参与叠加,对于空炮、废炮、空道和废道,可用相邻炮(道)的数据代替,或取相邻两炮(道)的平均值,亦可全部充以零值。对于反道,乘一负号改正其极性。

至于记录道中个别明显大于一般数据的野值,应予以消除。

3.抽道集

抽道集又称共深度点选排。采样值经过数据重排后,虽然已变为按炮序和每一炮的道序排列,但仍不是按水平叠加所需要的把属于同一共深度点的各道放在一起,因此要以一道为一个单位,把属于同一共深度点道集的炮点及检波点的记录信息挑出来放在一起,形成 CDP 道集记录。需要明确的是,这里所说的共深度点(CDP)道集,实际上是共中心点(CMP)道集,因为只有水平界面情况下,CMP 道集才是 CDP 道集。

抽道集工作也可与后面的水平叠加同时进行。

4.初至切除

地震勘探中,直达波和浅层折射波最先到达排列上的各检波点,因而称之为初至波。它们的能量强且有一定延续时间,其对接踵而来的浅层反射波有干涉作用,影响动校正和叠加效果。数据处理时须将其"切除",即将这些波的采样值全部充零。

(二)校正处理

1.动校正

动校正的实现分两步,即动校正量的计算和根据动校正量进行校正。

动校正量的计算就是计算正常时差,即将共炮点或共深度点(共反射点)道集记录的反射波旅行时间减去炮点处或共反射点处自激自收时间,

$$\Delta t_{ij} = t_{ij} - t_{0i} = \left( t_{0i}^2 + \frac{x_j^2}{v^2(t_{0i})} \right)^{\frac{1}{2}} - t_{0i} \qquad (j = 1,2,3,\cdots,n)$$

式中 $j$ 是地震道序号, $n$ 为道集内总道数, $t_{0i}$ 是第 $i$ 个界面一次反射波自激自收时间, $v(t_{0i})$ 是 $t_{0i}$ 时刻的速度。

由上式可看出, $\Delta t_{ij}$ 既是炮检距 $x_j$ 的函数,又是 $t_{0i}$ 的函数。对于某一道而言(炮检距 $x$ 固定),

深、浅层($t_0$ 不同)的动校正量不同，随时间而变(此乃动校正中"动"的含义)。当某一层的界面固定,动校正量随炮检距 $x_j$ 而变。

实现动校正的方法很多,可参阅有关书籍,这里不予介绍。

2. 静校正

地震勘探的基本理论是以地面为平面,地表介质均匀为前提的。但实际的地震地质条件与上述假设极不相符。沿地震测线的地形常起伏不平,表层介质不均匀,厚度也沿横向变化。这样势必导致反射波因表层异常产生时差,直接歪曲地下深层的构造形态。为此,必须将因地形、低(降)速带和爆炸深度等因素对地震波传播时间的影响加以消除，校正到一个统一的基准面上，此即静校正。

静校正包括井深校正、地形校正和低速带校正。

如图 1-25 中，低速带速度为 $v_0$，下伏地层速度为 $v_1$，对选择的基准面而言,炮点高程为 $h_0$，炮点下低速带底面与基准面的高差为 $h_1$，接收点高程为 $h_s$，接收点下低速带底面与基准面的高差

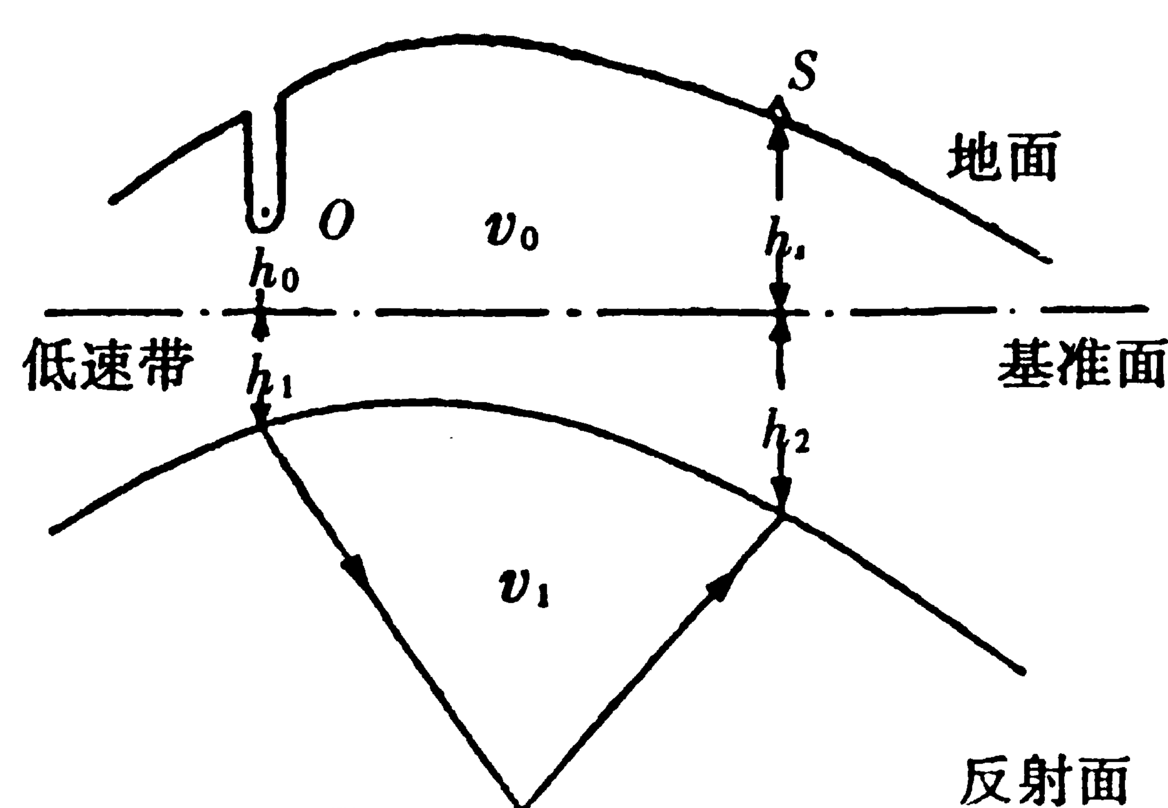



**图 1-25　静校正示意图**

为 $h_2$。则炮点井深校正值 $\Delta t_0$、接收点地形校正值 $\Delta t_s$ 和低速带校正值 $\Delta t_L$ 分别为

井深校正　　$\Delta t_0 = \dfrac{h_0}{v_0}$

地形校正　　$\Delta t_s = \dfrac{h_s}{v_0}$

低速带校正　　$\Delta t_L = \left[\dfrac{h_1}{v_0} - \dfrac{h_1}{v_1}\right] + \left[\dfrac{h_2}{v_0} - \dfrac{h_2}{v_1}\right]$

对于在 $O$ 点激发，$S$ 点接收的记录道，总校正值应为

$$\Delta T = \Delta t_0 + \Delta t_s + \Delta t_L$$

$$= \frac{h_0}{v_0} + \frac{h_s}{v_0} + \left[\frac{h_1}{v_0} - \frac{h_1}{v_1}\right] + \left[\frac{h_2}{v_0} - \frac{h_2}{v_1}\right] \tag{1-39}$$

显然，地震记录道的静校正，应从观测值中减去总的静校正值 $\Delta T$。

由于此项校正的校正量大小只与接收点位置有关，即对某一道而言，深、浅层反射波有相同的静校正量，因而称“静”校正。

(三) 水平叠加

共中心点道集中各道反射记录时间，经动、静校正处理后已换算为一个统一基准面上的时间，达到了相同相位对齐，可以进行叠加处理。叠加处理的常规方法是算数相加平均，即

$$g(t) = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} g_j(t) \tag{1-40}$$

式中 $n$ 是叠加次数，$j$ 为叠加道序号。

每一个共反射（或共中心点）道集叠加后输出一个叠加道。一条测线上所有叠加道集合组成直观反映地下构造形态的水平叠加时间剖面。

由于叠加剖面是把界面上共反射点的位置定在地面共中心点的正下方。当界面水平时，时间剖面上的同相轴反映反射界面的真实情况。实际上，反射界面常常是倾斜或弯曲的。界面倾斜时，共中心点道集的反射波就不是从同一点反射上来的信息，而是从界面上一小段不同点反射上来的，并且这一小段不在 $M$ 点正下方，而是沿界面上倾方向偏移。这时，若按界面水平的假定，对称于中心点进行叠加，所得时间剖面的同相轴并不代表实际界面，而是相对于实际界面沿下倾方向发生了偏移，见图 1-26。由于这个效应，造成隆起构造顶部界面段的同相轴出现空白区，

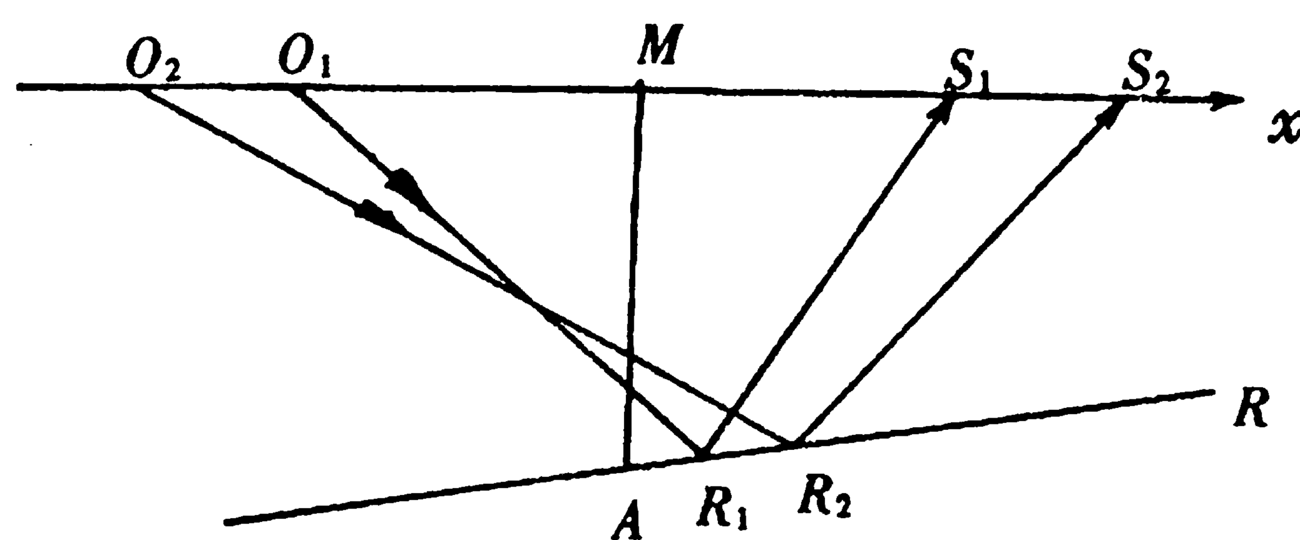
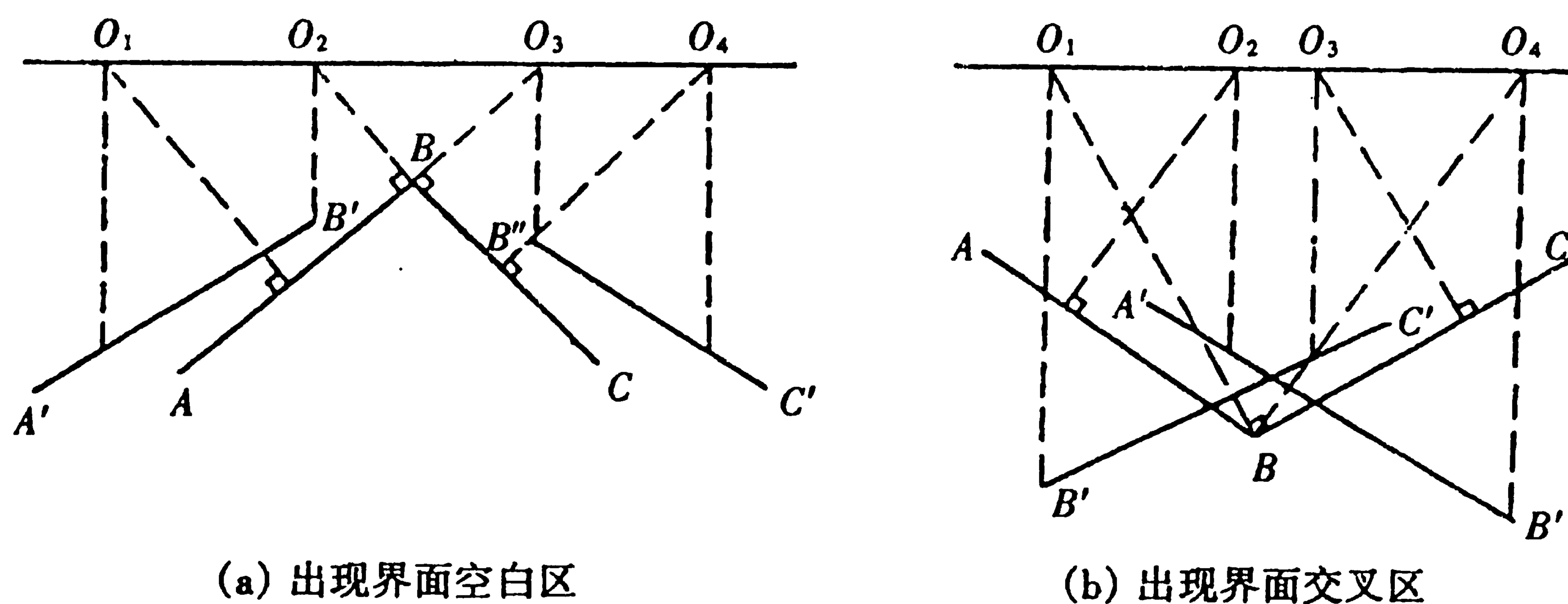



**图 1-26　倾斜界面反射点的情况**

凹陷构造底部界面段的同相轴发生交叉，见图 1-27。给波的对比和剖面解释工作带来困难。为了克服这一效应，消除水平叠加剖面中的上述地质假象，资料处理时要进行叠加偏移或偏移叠加处理。另外，也可以在用时间剖面绘制地震构造图时对倾斜的同相轴进行偏移校正（空间校正）。




(a) 出现界面空白区　　(b) 出现界面交叉区

**图 1-27　界面倾斜时共反射点叠加造成的地质假象**

（四）时深转换

经过偏移归位处理后的时间剖面，只能定性反映界面的构造形态和位置，尚不能反映界面的深度和产状。因此，必须将时间剖面转换成深度剖面，即进行时深转换。时深转换的方法很简单。重要的是准确地选择速度参数，否则会导致地震剖面上的反射层与地质剖面上的真实位置不符，甚至会引起构造畸变。

（五）数字滤波原理概述

数字滤波是地震资料处理中的一项重要环节。地震记录中包含有效波和干扰波两部分。数字滤波的目的就是压制地震记录中的各种干扰成分，突出有效波，提高信噪比。

一个原始信号通过某一装置后变为一个新信号的过程称为滤波。当输入为单位脉冲 $\delta t$ 时，输出的信号是滤波器的脉冲响应。响应的波形与输入的波形是不同的。同一单位脉冲输入不同的滤波器，输出脉冲响应的波形也是不同的，见图 1-28。这就是说，滤波器的特性可以改变输入

*信号。这样，我们就可依期望输出的波形选择滤波器的特性或设计滤波因子。*

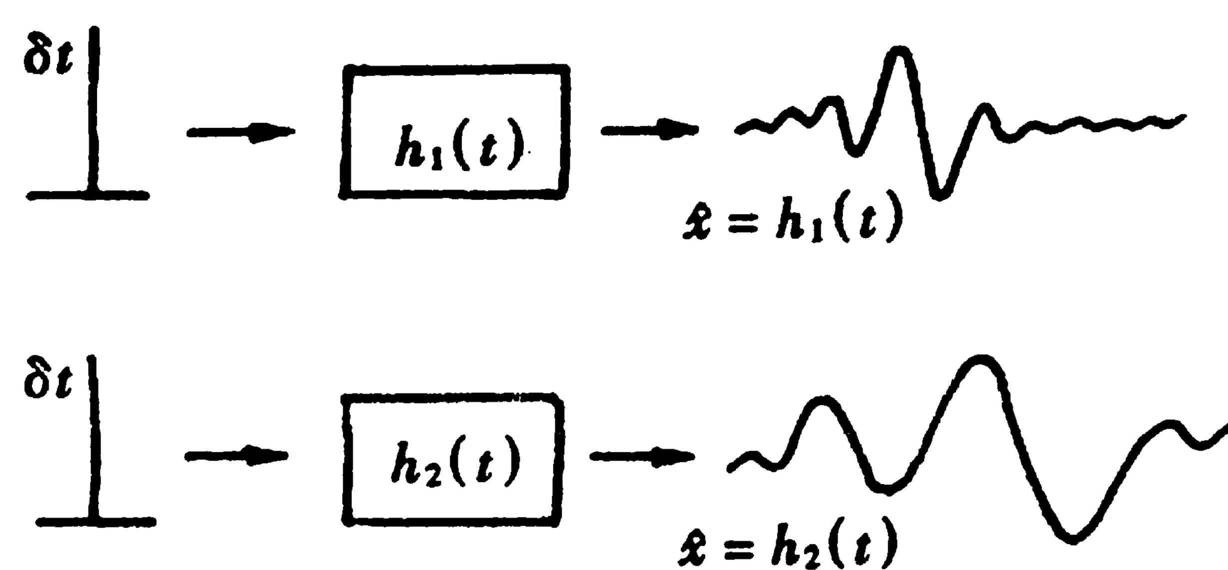



**图 1-28　不同滤波器的响应特性**

所谓数字滤波，是将输入信号离散取样变为数字信号，系统的特性设计为数学函数（称权函数），然后使数字信号与数学函数进行数学运算，得到新的数字信号输出。

现在我们来简单讨论数字信号滤波的原理。

对共反射点方法来说，有效波是一次反射波。如果把地震记录 $X(t)$写成两部分之和，即

$$X(t) = S(t) + n(t) \tag{1.41}$$

其中 $S(t)$与 $n(t)$分别表示有效波和噪声。根据数字滤波的线性,可以把输出表示为

$$Y(t) = \hat{S}(t) + \hat{n}(t) \tag{1.42}$$

即相当于把 $S(t)$与 $n(t)$分别进行数字滤波所得结果之和。但我们的目的是压制噪声、增强有效波。为此,我们希望

$$\hat{S}(t) \approx S(t), \qquad \hat{n}(t) \approx 0 \tag{1.43}$$

从频率域角度，则期望

$$\hat{S}(f) \approx S(f), \qquad N(f) \approx 0 \tag{1.44}$$

上两式等价于

$$S(f)H(f) \approx S(f), \qquad N(f)H(f) \approx 0 \tag{1.45}$$

若信号 $S(t)$和噪声 $n(t)$的频谱是分离的，不重叠,则可令

$$H(f) = \begin{cases} 1, & f_1 \leqslant f \leqslant f_2 \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \tag{1.46}$$

确定了 $H(f)$,即可根据富氏变换求出 $h(t)$。这样,由 $H(f)$与 $X(f)$乘积得到 $Y(f)$,即

$$Y(f) = X(f)H(f)$$

根据褶积定理,频率域中的乘积在时间域中为褶积,即

$$Y(t) = X(t) * h(t)$$

表明时间域中的滤波是通过输入信号 $X(t)$与滤波器的脉冲响应 $h(t)$的褶积运算实现的。在地震勘探中,有时有效波和干扰波的频谱成分十分接近甚至重合,这时无法利用频率滤波压制干扰,需要利用有效波和干扰波在其他方面的差异来进行滤波。

地震波在地下传播时，地球介质相当于一个滤波器，滤去了较高的频率成分，保留下较低的频率成分。这种作用称为“大地滤波作用”。高频成分的损失使频谱变窄，致使激发的短脉冲经大地滤波作用后延续时间加长，所以地层可看作是一个具有低通频率特性的滤波器。再如海洋地震勘探中，当地震波从深部界面向上反射穿过海水层时，由于海水层间的界面均是强波阻抗面，地震波在海水层中多次反射，造成交混回响或鸣震。于是海水层也可看成具有某种频率特性的滤波器。

为了提高地震记录的分辨率和信噪比，把延长了的波形压缩成近于未受大地滤波作用的脉冲子波，并消除交混回响或鸣震的干扰而进行的滤波处理，称为反滤波。反滤波仍是一种滤波过程，只不过这种滤波过程与前一滤波过程的作用相反。

## 二、共反射点叠加资料的解释

地震资料解释是地震勘探工作的最后一个环节，它是根据数字处理得到的地震剖面，结合地质、钻井、测井及其它物探资料进行综合分析，确定地质构造的形态和空间位置；推测地层的岩性和接触关系；指出可能含油气的构造和地层圈闭，直接为钻探提供井位。

地震资料解释现在几乎全部运用解释工作站进行解释。但人工解释仍然是基础，主要包括波的对比，时间剖面的地质解释，地震构造图的绘制以及含油气远景评价等内容。

### （一）时间剖面的对比

反射波法地震勘探野外采集的资料，经常规处理得到的主要成果是水平叠加时间剖面（简称时间剖面），它是地震资料解释所依据的基础资料。

时间剖面是经过动校正后的 $t_0$ 时间剖面。沿测线任意一点向下读取的时间，相当于在该点自激自收得到的反射界面 $t_0$ 时间。因此时间剖面上反射波同相轴的形态与反射界面的形态是一致的。一般说来，在时间剖面上可以定性地了解沿测线的地质构造概貌。但由于时间剖面还不是深度剖面，更不是地质剖面。因而除地层水平及构造简单地区外，它所反映的一些地质现象不论在深度上还是在水平位置上都有偏移，并且在构造复杂地区还会出现假象。进行时间剖面解释时，须充分考虑这些情况。

时间剖面的对比，实际上就是利用地震波的动力学和运动学特点来识别和追踪某一界面有效波的过程。它是地震资料解释中的一项最重要的基础性工作，波对比的正确与否关系到最终成果的可靠程度。

1. 波的对比标志

振幅标志——显著增强

地震波记录经过一系列提高信噪比处理以后，有效波振幅一般都大于干扰波振幅，并且沿测线的衰减是逐渐的。

相位标志——同相性

因同一界面的反射波到达相邻检波点的射线路径是接近的，故记录相同相位的时间也相近（形象地说就是可以互相套起来），所以同相轴应有一定长度且是平滑的。另外，同一反射波各相位的同相轴应彼此平行。

波形标志——相似性

由于相邻道所记录的同一界面反射波的形成条件、传播路径及通过的介质等都是相似的，因此当激发和接收条件及方式一定时，反射波的视周期、相位个数、包络线形状和各极值间的振幅比等都应相似。

除以上基本标志外，时差（包括正常时差和倾角时差）特征也是波对比中的重要标志。

2. 实际对比方法

1）统观全局，做到心中有数

对比工作开始之前，首先要收集和分析工区的地质、测井及其它物探资料，了解采集和处理的方法，做到心中有数。

2）从主测线开始对比

在一个工区有多条地震剖面，应先从主测线开始对比，然后从主测线的反射层引到其它测线上去。所谓主测线是指垂直主要构造走向，有一定的长度且信噪比高、同相轴连续性好的测线。

3）重点对比标准层

对某条测线而言，可能有几个反射层，应重点对比标准层。所谓标准层是指具有较强振幅、同相轴连续、可在整个工区内追踪的目的层。它往往是主要地层或岩性的分界面，与生油层或储集层有一定的关系，或本身就是生、储油层。

4）相位对比

一个反射界面的地震记录往往有几个强度不等的同相轴，选其振幅最强、连续性最好的同相轴进行追踪，这叫做强相位对比。若无明显的强相位，可对比全部相位，这称多相位对比。

5）波组和波系对比

波组是指由三、四个数目不等的同相轴组合构成的，或指比较靠近的若干界面所产生的反射波组合。由两个或两个以上波组组成的反射波系列，称为波系。利用这些组合关系进行波的对比，可以更全面考虑反射层之间的关系。因为从地质的观点来说，相邻地层界面的厚度间隔、几何形态是有一定联系的，反映在时间剖面上反射波在时间间隔、波形特征等方面也是有一定规律的。有时在剖面的某段长度内，因某种原因有的同相轴较差（振幅弱，连续性差），我们可以根据反射波在剖面上相互之间总的趋势，看是等时间间隔的，还是逐渐减小或是增大的，以好的波组控制差的波组进行连续追踪。

6）沿测线闭合圈对比

两条测线交点处同一层位的法线深度相同，称为闭合。在时间剖面上进行波对比时，则是根据剖面交点处同一层位的法线反射时间相等来闭合的。剖面闭合是检查波对比正确与否的有效方法。在实际对比中，允许存在一定的误差范围，一般规定闭合差不能超过半个相位。否则，追踪对比的就可能不是同一相位。若闭合圈中有断层，应把断距考虑在内。导致剖面出现闭合差的原因可能是各测线完成的时间不同、地形测量误差、采集和处理参数不一致等。应认真查找原因，尽可能消除或减小平均闭合差。

7）利用偏移剖面进行对比

当地质构造比较复杂时，在水平叠加时间剖面上同相轴形态会比较复杂，这时可利用叠加偏移剖面进行对比。但剖面间的闭合不能用二维偏移剖面，因为对于沿地层倾向的剖面，反射波可以归位，而对于沿地层走向的水平时间剖面，倾角为零，偏移后反射波位置没有变化，这样在测线交点处反射层就不能闭合。只有利用三维地震资料，才能使其闭合。

8）剖面间的对比

时间剖面初步对比之后，可以把沿地层倾向或走向的各个剖面按次序排列起来，纵观各反射波的特征及其变化，借以了解地质构造、断裂在横向及纵向上的变化，以有助于地质解释和绘制构造图等工作。

（二）时间剖面的地质解释

在时间剖面上，最明显的信息是反射结构。时间剖面的解释，就是根据这些反射结构确定反射层的地质属性，了解地层厚度的变化及接触关系，划分构造层，同时对断层等地质构造做出解释。

1．断层的解释

断层是地质上常见的一种构造形迹，它对油气的运移和聚集起着重要的控制作用。因此，断层解释是地震资料解释的重要内容。

1）断层在时间剖面上的主要特征

欲对断层做出客观准确的解释，首先应在时间剖面上将其识别出来。断层在时间剖面上主要有如下一些特征：

(1) 反射同相轴被错断。这是断层在时间剖面上的基本表现形式。由于断层规模不同，可表现为反射波的波组与波系的错断，但在断层两侧波组关系相对稳定，特征清楚，这一般是中、小型断层的反映，其特点为断距小、延伸较短及破碎带较窄。

(2) 标准反射同相轴发生分叉、合并、扭曲和强相位转换。这一般是小断层的反映。但须注意将其与由于地表条件变化或地层岩性变化以及波的干涉等因素引起的上述现象区分开来。

(3) 反射同相轴数目突然增、减或消失，波组间隔骤然变化，断层下降盘地层变厚，上升盘地层变薄甚至缺失。特点是断距大、延伸长、破碎带宽。这种断裂对地层厚度起控制作用，一般是划分区域构造单元的分界线。

(4) 反射同相轴形状突变，反射零乱或出现空白带。这是由于断层错动形成的破碎带及两侧地层产状突变引起的。反射空白带则是由于断面的屏蔽作用所致。

(5) 特殊波出现是识别断层的重要标志。在反射层错断处，往往伴随出现断面波、绕射波等，见图 1-29。它们一方面使记录复杂化，另方面亦是确定断层的重要依据。

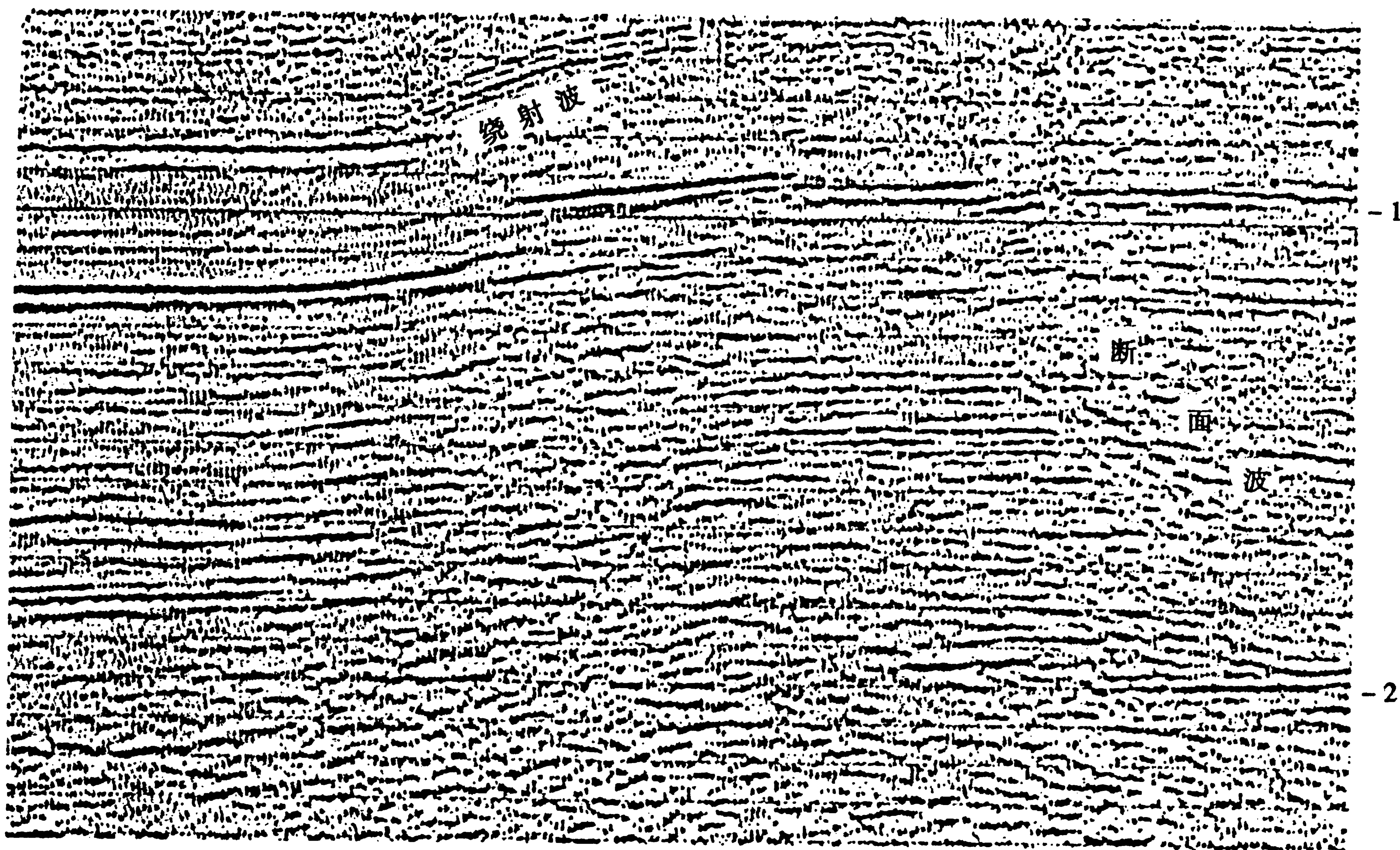



图 1-29 断面波与绕射波

2）断层要素的确定

(1) 断层面的确定。一个断层面的确定，最理想的是浅、中、深层都有断点控制，这些点的连线就是断层面。

有时可利用特殊波来确定断层面。当浅、中、深层都有绕射波出现时，则各层绕射波极小点

的连线就是断层面。如果有断面波出现，在偏移剖面上它能正确归位，而反映出断层面的位置。

(2) 断层升降盘及落差的确定。断层升降盘是根据反射层在两盘的升降关系确定的。反射层处于较深的一侧为下降盘，较浅的一侧为上升盘。两盘的垂直深度差就是断层的落差。

(3) 断面倾角的确定。当测线与断层走向垂直时，时间剖面上断层的倾角为真倾角。当测线与断层走向斜交时，可得断层面的视倾角。

2. 不整合等特殊地质现象的解释

地层不整合、超覆和退覆亦是常见的地质现象，因而在时间剖面上对其正确的对比和解释也是很重要的。

1）地层不整合

不整合反映了地区性的地壳运动，也反映了沉积间断前后地层间的接触关系，因此不整合是划分构造层的标志。不整合对于油气可形成遮挡圈闭，故在时间剖面解释中应给予足够重视。

不整合分为平行不整合与角度不整合两种。平行不整合在时间剖面上一般不易识别，但由于不整合面在沉积间断过程中，长期受到风化剥蚀而变得凸凹不平和波阻抗不稳定。所以该界面的反射波常表现为强度和波形变化较大，在波阻抗突变点处经常有绕射波出现（图 1-30)，当突变点较密集时，绕射波沿水平方向排列使侵蚀面呈波状，见图 1-31 中的 $T_1$ 波。



图 1-30　侵蚀面上的绕射波

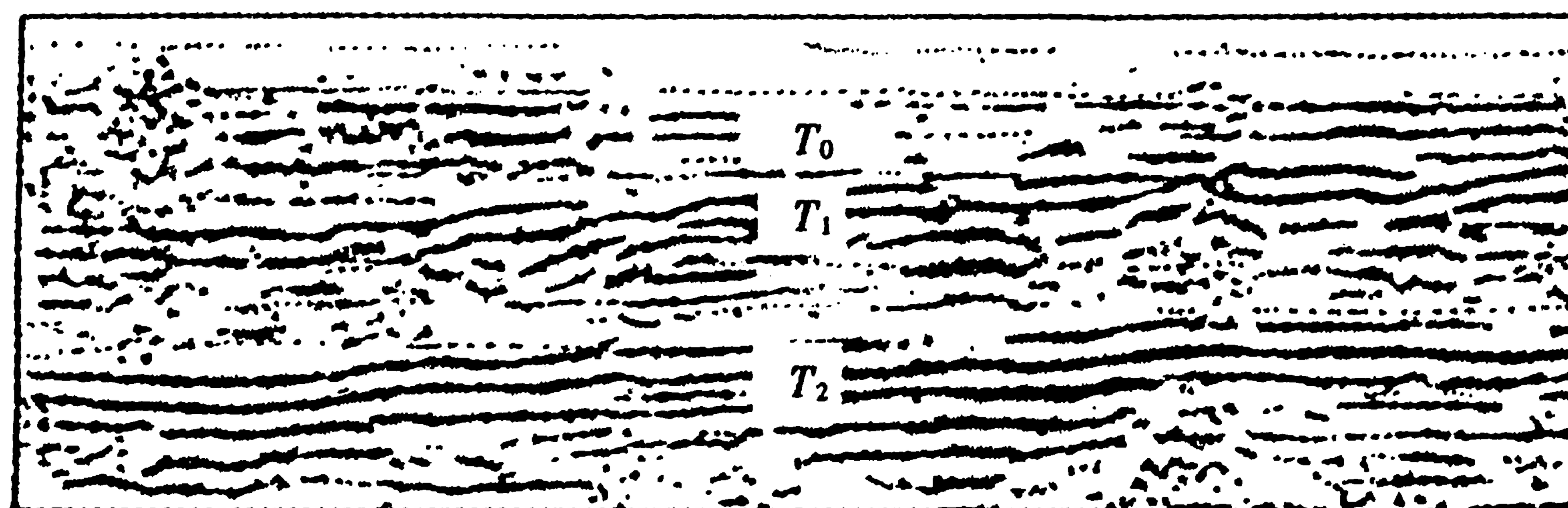



图 1-31　时间剖面上的平行不整合

角度不整合在时间剖面上的特点是：反射波的强度和波形变化较大，不稳定；不整合面上、下反射波逐渐靠拢，不整合面下面的反射波相位依次被不整合面上面的反射波相位所代替。图 1-32 中的 $T_1$ 层与下伏各层即为角度不整合关系。由于角度不整合亦经历过风化剥蚀，因此也会有绕射波产生，但不如平行不整合那样突出明显。

2）超覆和退覆

超覆和退覆是地质历史时期由于水体进侵与撤退造成的一种沉积类型，其往往存在于原始盆地的边缘。当海侵发生时，新地层依次超越下面较老地层的覆盖范围，而直接覆盖于古老的剥蚀面上，形成超覆现象。当海退时，沉积物的分布范围相应变小，虽然新地层在老地层之上，但覆盖面积却逐渐缩小，新地层不直接与剥蚀面相接触，形成退覆现象。

在时间剖面上，超覆表现为一组互不平行的反射层沿超覆方向逐渐靠拢，直至合并。合并点



图 1-32　断层、角度不整合及超覆在时间剖面上的表现

就是超覆地层的对比终点。它和角度不整合的区别在于，超覆是不整合面以上各地层的反射波依次被不整合面上的反射波所替换，即新地层依次被超覆的老地层反射波所替换，图 1-32 中的 $T_4$ 波就是超覆在 $T_5$ 波之上的反射波。

退覆现象在时间剖面上表现为上覆较新地层的反射波依次被下伏较老地层的反射波所代替。

3）古潜山

从地质意义来说，古潜山是指沉积区域底部存在的古地形隆起。它往往是由碳酸盐地层组成的，在一定条件下能形成圈闭，如我国的华北油田就是以古潜山为主体的油气藏。

古潜山顶面是不整合面，波阻抗差大，所以对应的反射波能量强，具有不整合面反射波的特点，而且频率低、相位数目多、时差大（地层倾角大所致），并伴有绕射波、断面波、回转波及侧面波等。情况比较复杂，解释时应参考叠加偏移剖面。

## 三、地震勘探成果图件的绘制

### （一）深度剖面的绘制

深度剖面可以在数字处理的时深转换中绘出，亦可由人工方法去绘制。虽然具体实现过程不同，但其原理是一样的。这里主要介绍人工绘制深度剖面的原理和方法。

经过动校正和叠加处理的水平叠加剖面，每一记录道上的反射时间，可以看成是自激自收的法向时间。假设反射界面的上覆介质均匀，或者上覆层系可以用平均速度为 $\bar{v}$ 的均匀介质代替。那么，来自反射面上任一点的反射时间 $t_{0i}$ 对应的法向深度

$$h_i = \frac{1}{2}\bar{v}t_{0i}$$

在倾斜界面情况下，反射点位置应在以观测点为圆心，以法向深度为半径的圆弧上。选用一系列观测点分别以各点为圆心，以各点反射时间所对应的法向深度为半径，依次画圆弧，圆弧的公切线就是地震反射界面（图 1-33)。此方法称为 $t_0$ 法，亦叫切线法。

实际上，这种作图方法与数字处理中的叠加偏移方法在原理上是一样的，只不过叠加偏移是反射界面在时间域归位，而切线法是在深度域归位。

根据反射波时距曲线资料也可以绘制深度剖面。依虚震源原理，反射面是震源与虚震源的对称面。反射波从震源到观测点的路径正好等于虚震源到观测点的距离。图 1-34 所示的测线上 $S_1$、$S_2$、$O$ 三点的反射波时间分别为 $t_0$、$t_1$、$t_2$，上覆层系平均速度为 $\bar{v}$，则波自虚震源到三个观测点的路径分别为 $r_0=\bar{v}t_0$，$r_1=\bar{v}t_1$，$r_2=\bar{v}t_2$。于是，分别以 $O$、$S_1$、$S_2$ 为圆心，以 $r_0$、$r_1$、$r_2$

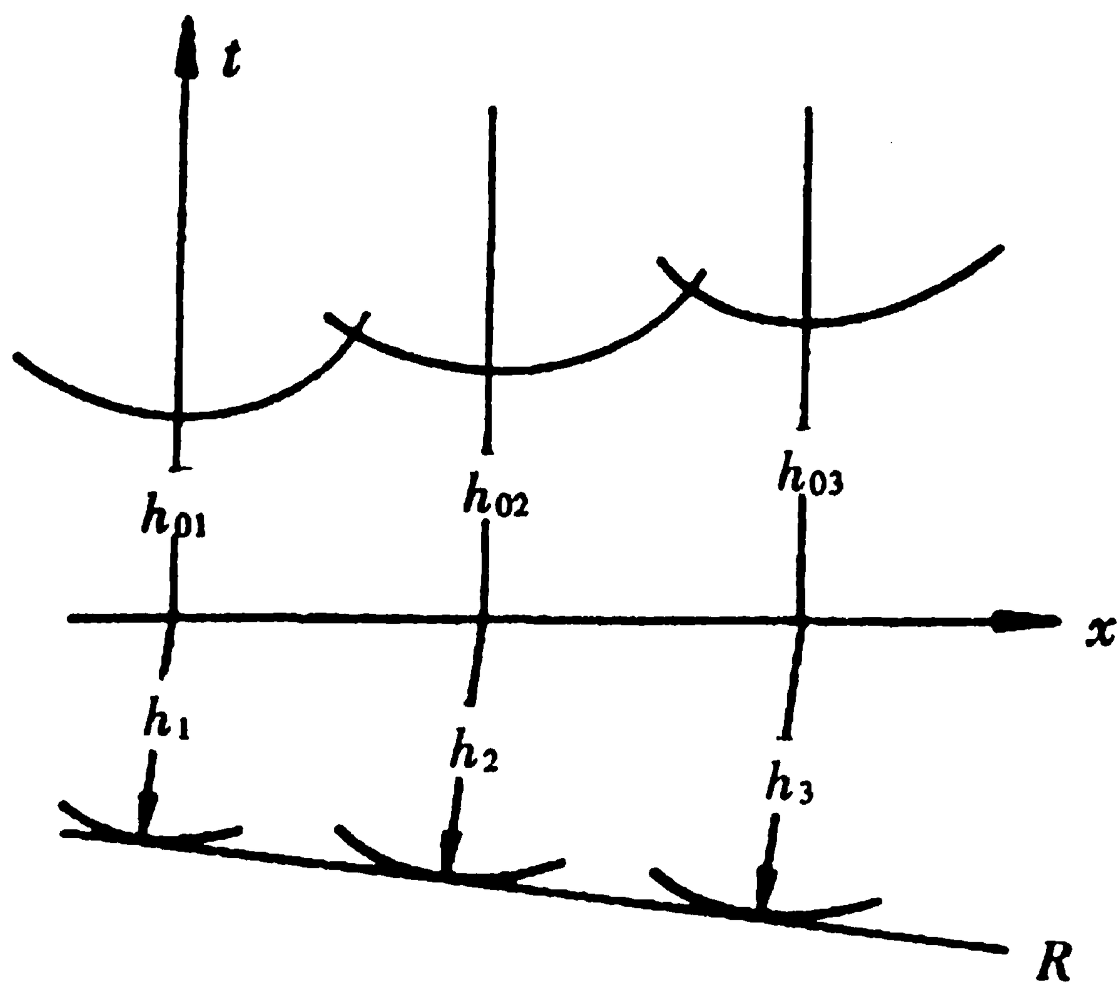



图 1-33 $t_0$ 法绘深度剖面

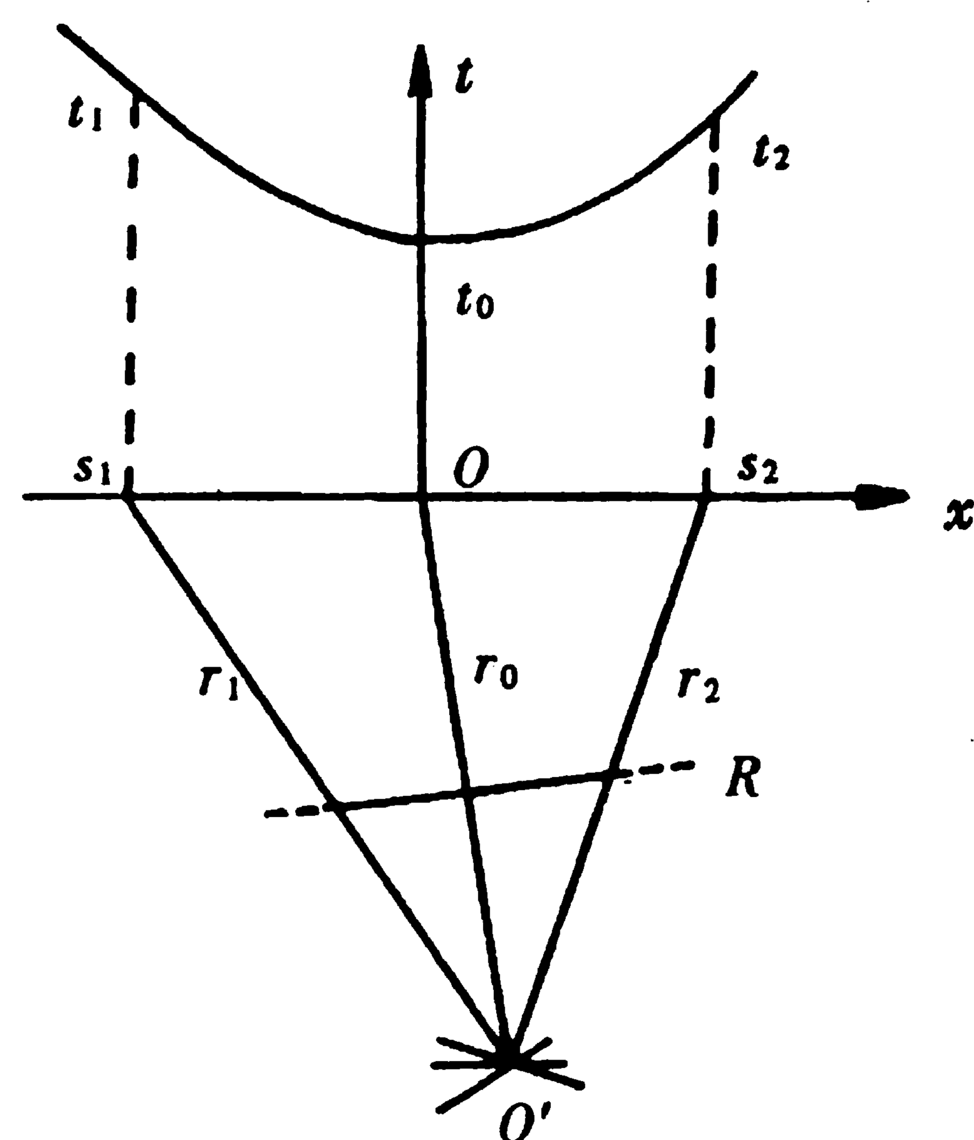



图 1-34 交点法绘深度剖面

为半径依次画圆弧，各圆弧的交点即为虚震源 $O^*$。联接 $O$ 和 $O^*$，则 $OO^*$ 的中垂线即为反射界面。此方法通常称为交点法，亦叫镜象法。

在当前的资料解释中，一般只对联井测线、区域剖面、有油气显示或出油的典型剖面作深度剖面，并做出地质解释。

（二）地震构造图的绘制

地震构造图就是用等深线（或等时线）及其他地质符号表示地下某一地震层面形态的平面图。它反映某一地质时代地层的现今构造特征，是地震勘探最终成果图件，是为钻探提供井位的主要依据。因此，绘制地震构造图是一项十分重要的工作。

根据作图等值线性质不同，地震构造图分为两大类：一类是用深度等值线绘制的等深度构造图；另一类是用时间等值线绘制的等时间（$t_0$）构造图。前者可依深度剖面的数据直接绘制，亦可由等时间构造图经空间校正得到。其表示的构造形态和位置直观、准确，是最终成果图件。后者是由时间剖面的数据绘制的，只能定性反映层面的构造形态，在位置上也存在偏移，属过渡性图件，但制作快捷。

等深度构造图，因有法线深度、视深度和真深度的区别，又可分为相应的三种深度构造图。通常用的是真深度构造图，它可由前两种深度构造图经空间校正得到，也可由水平叠加时间剖面绘制的等 $t_0$ 构造图再经过空间校正得到。因后种方法简便，故当前我国普遍采用。

1. 地震构造图绘制的步骤和方法

不论是等深度构造图，还是等 $t_0$ 构造图，作图程序基本相同。

1）选择作图层位和比例尺

一幅构造图只能反映某一地质时代地质层位的构造特征。但地震剖面上能连续追踪的反射界面很多，不可能也没有必要将所有的反射界面都绘出构造图。这就存在一个作图层位的选择问题。选择的原则是：

（1）能代表某一地质时代的主要地质构造特征；

（2）能严格控制含油气地层的地质构造特征；

（3）能在全区连续追踪且反射特征明显的标准层。

绘制构造图的层位数目应根据地质分层、地震界面分组、资料质量情况及勘探任务而定。如果勘探地区有一套整合沉积，就可以只选钻探目的层编制构造图；如果工区内有几套不整合的沉

积，就应该在不整合面上、下各选一层作图；如探区缺少能连续追踪的标准层，则只能根据断续反射的换算层来制作构造简图。

做图比例尺和等值线距决定作图的精度。而比例尺的大小和等值线的疏密取决于测网密度、资料质量和地质构造的复杂程度。

2）绘制测线平面分布图

根据测量成果，用透明纸把所有测线位置描下作为底图，并详细注明测线号及测线起讫桩号、交点桩号、已钻井位及主要地名、地物和经纬度坐标等。

3）取数据

在经过地质解释的地震剖面上，对所选定的层位按一定间距（通常为 1 cm）读取 $t_0$ 值或 $h$ 值（交点必读），同时将断点位置及落差、超覆点、尖灭点等数据注到透明底图上，构造的主要部位及特征点应加密取数。

4）绘制断裂系统图

这项工作也叫断点的平面组合，即把属于同一断层的断点在平面上组合起来（见图 1-35）。它是构造图的骨架，是绘制构造图的关键。断点组合的原则是：

（1）首先组合规模大、延伸长的主要断层；

（2）注意同一断层的特征在相邻测线上的相似性和渐变性（包括断层性质、产状、断距等）；

（3）区域性大断裂一般平行区域构造走向，断层两侧的波组应有明显的差异；

（4）经断点组合后，剩下的孤立断点应是断距小、延伸较短的小断层；

（5）一些断点很清晰的断层，在平面连接时不能穿过无断点显示的剖面。

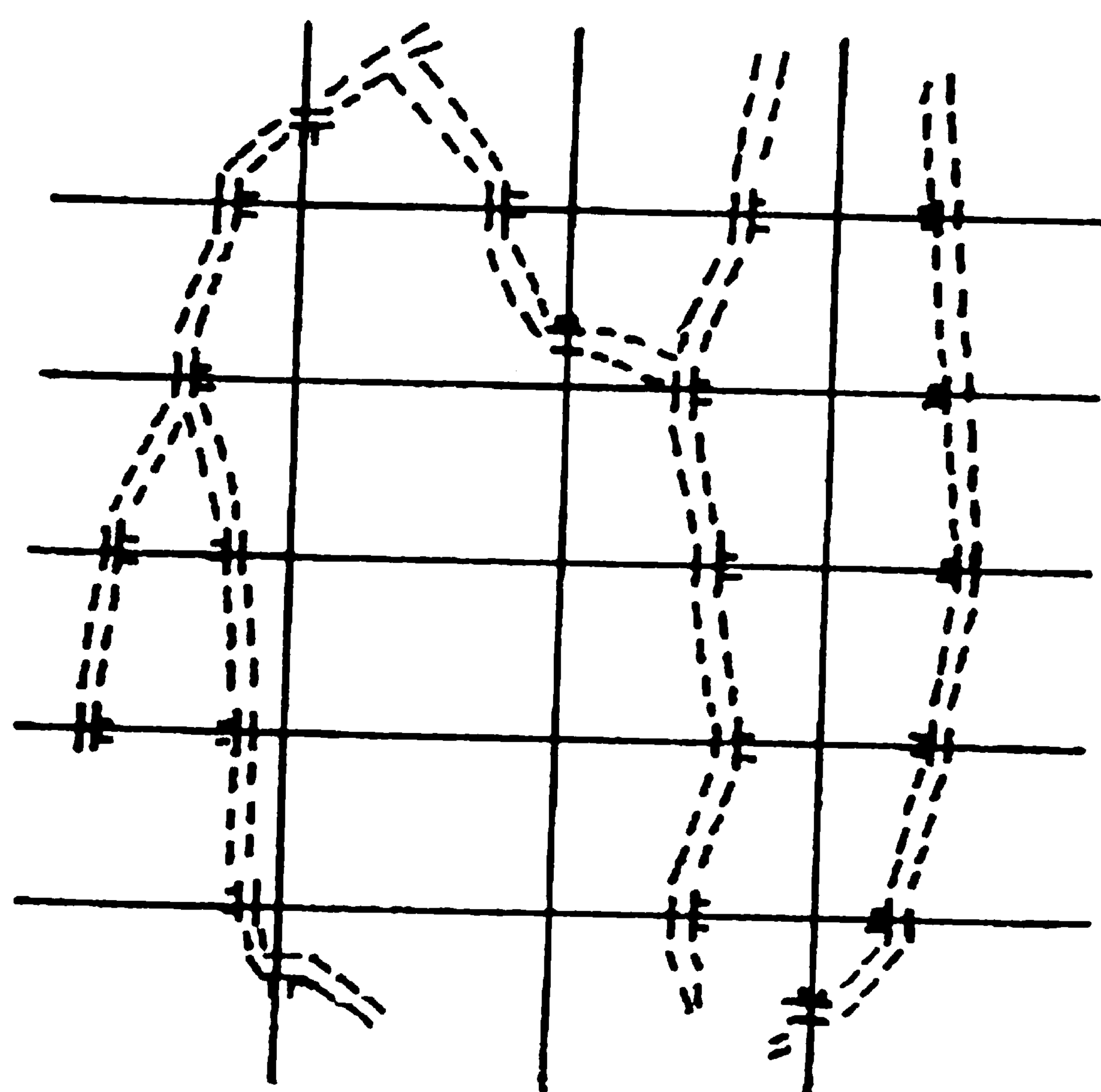


图 1-35　断裂系统图

5）勾绘等值线

勾绘等值线一般是从易到难，先勾出大致的轮廓，然后再逐步完善。勾绘时将相同的高点或低点联接起来，组成背斜或向斜的轴线。利用轴线位置来勾等值线，不但简便，而且勾出的图更为合理。在复杂的断块区，应分断块勾绘。在勾绘中既要从所取的数据出发，又不应受个别数据的约束，重要的是绘制的构造图应符合地质规律：

（1）单斜层上等值线间隔应均匀变化，不能多线或缺线；

（2）两个正向（或负向）构造之间不能存在单线；

（3）正、负构造在无断层影响时，应相间出现，构造轴向大体一致；

(4) 断层上升盘某点等值线的数值加该点的落差，应等于下降盘等值线数值；

(5) 同一断层，在上、下层构造图上不能相交，而应重合或平行（深层沿断层倾斜方向偏移）；

(6) 背斜构造被错断后，下降盘等值线范围比同深度上升盘的小。对于正断层，上下盘断点投影到地面上，水平位置错开；对于逆断层，上下盘断点投影到地面上，水平位置叠掩，如图1-36所示。

(a) 正断层

(b) 逆断层

图 1-36　被断层错开的背斜构造

2. 由等构造图经空间校正绘制真深度构造图

1) 校正方法及原理

由于直接绘制真深度构造图，在作图前需要花费大量时间绘制深度剖面。另外，作图中的传递误差也影响构造图的精度，所以通常的做法是先作等构造图，然后对其进行空间校正转换为真深度构造图，这样效果较好。大致步骤如下：

(1) 在时间构造图的等值线上，选取足够的点，量出等值线间的法向距离 $\Delta x$；

(2) 根据 $t_0$、$\Delta x$，分别在 $\overrightarrow{OO'}$ 和 $Hz$ 量板上查出 $O'$ 的偏移距和相应的真深度 $Hz$；

(3) 在选定的 $O$ 点上，用矢量 $OO'$ 标出 $O$ 点的偏移方向和距离。$O'$ 点即为校正后反射点的真正位置。并在 $O'$ 点旁标出反射点的 $Hz$ 值；

(4) 将 $O'$ 点和 $Hz$ 值转绘在另一张透明纸上，根据 $Hz$ 的内插整数，勾绘等深线。这个等深线图，即为真深度构造图。

2) 地震构造图的解释

构造图上等深线的延伸方向就是界面的走向，垂直走向由浅到深的方向则是界面的倾向。等深线间的距离反映地层界面的倾角；等深线密集处地层陡倾，等深线稀疏处地层平缓；等深线近于平行均匀分布的地带为单斜构造。

环状圈闭的等深线代表倾没的背斜或向斜。深度值小的等深线居中为背斜构造，深度值大的等深线居中为向斜构造，最外一条等深线圈出构造的闭合面积。三面下倾一面敞开的等深线是鼻状构造的反映。

构造等深线不连续的地方是断层的反映，可从构造等深线间的关系和断层两盘投影线之间的关系来讨论断层的性质：

(1) 断层面的倾角 $\theta$ 决定于落差 $\Delta h$ 和断层两盘投影距离 $\Delta x$，即 $\tan\theta = \dfrac{\Delta h}{\Delta x}$，所以当落差 $\Delta h$ 一定时，构造上为一条断层线；斜断层在图上表现为两条互相平行的断层线，见图 1-37；

(2) 上、下盘断层线间出现空白的为正断层，两盘断层线间等深线重叠的为逆断层，见图

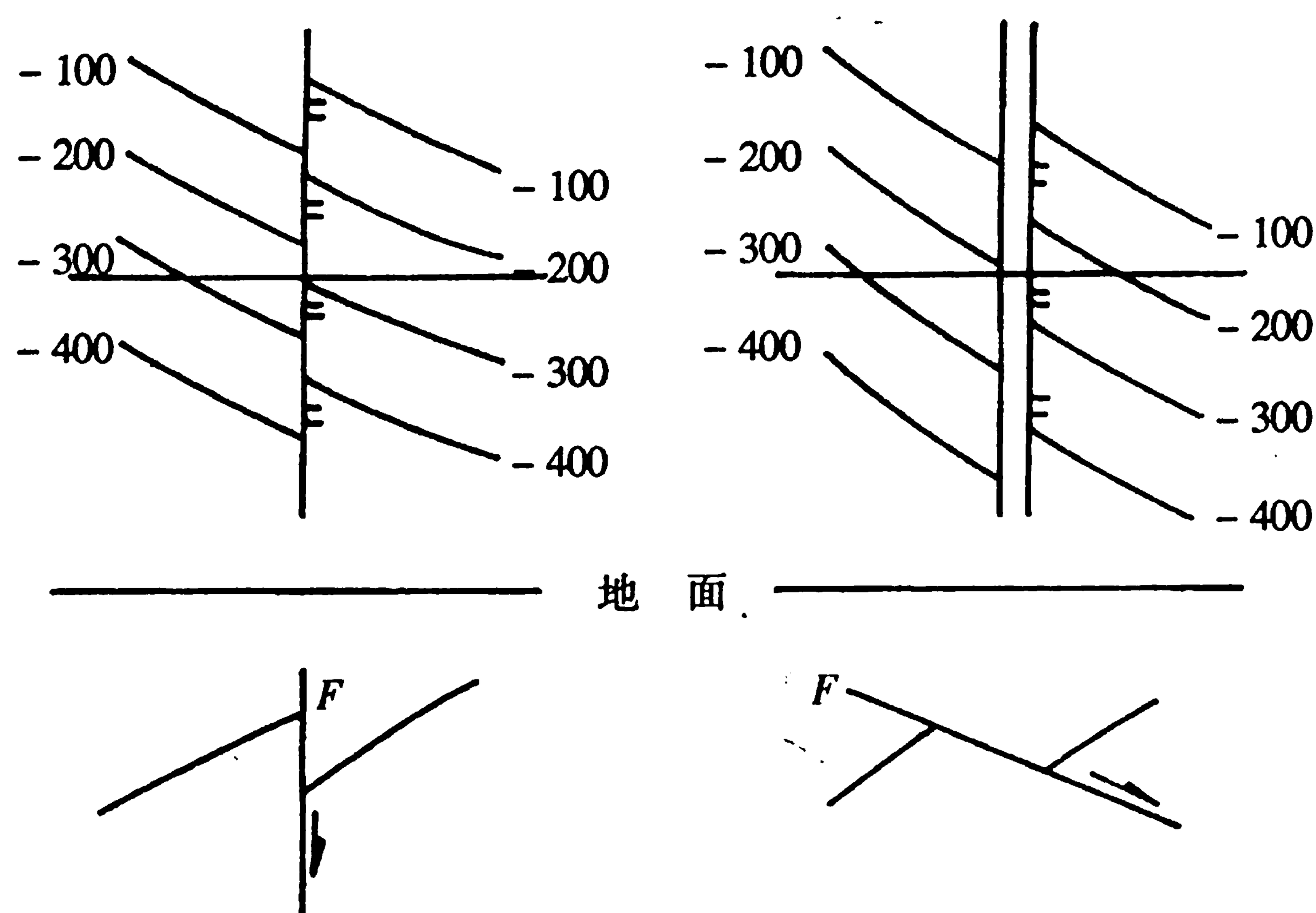



图 1-37　直立断层和倾斜断层的解释

1-36;

(3) 构造图上如出现两组以上不同方向的断层时，可根据断层的切割关系判断断层形成的先后次序。其中被切割的断层为早期形成的断层，被限制的断层往往为晚期新断层。若两条断层同时形成，则被限制的一般为小断层。

关于等 $t_0$ 图的解释，基本上与等深度构造图的解释是一样的。但等 $t_0$ 图只是表现出构造基本形态和断裂系统的总体概念。而不能代表它们的真正空间位置，为此，必须对等 $t_0$ 图作空间校正。

(三) 等厚图的绘制

表示两个地震层位之间沉积厚度的图，称为等厚图。

在作等厚图时，要把画在透明纸上的两个层位的真深度构造图叠合在一起，在一系列等值线交点上计算它们的深度差值，然后把差值标在另一张平面图的相应位置上，再对它们绘等值线，结果就是等厚线图。

在等厚图上，如果发现在某个方向厚度有明显增大的趋势，则可推断在沉积期间，这个地区是向该方向倾斜的，或者说该方向为沉积物来源方向；如果褶曲的地层厚度一致，说明褶曲发生于沉积之后，而顶薄翼厚的沉积，可能是与构造同期发育的。在沉积期间伴随构造活动，这对油气聚集更为有利。

# 第二章　重力测量学

重力测量学是地球物理学中的一个主要分支，它是通过测量地面各点的重力场值来研究和解决与之有关的各种问题。

自从牛顿发现了万有引力定律之后，一切物质之间的相互吸引作用已被认为是普遍的现象。这个现象还说明一个众所周知事实，即在地球附近空间落向地球的物体将以逐渐增加的速度降落，速度的递增率就是重力加速度，简称重力，用 $g$ 表示。伽利略证明了地球上的某一固定点，所有物体的重力加速度都是一样的。

假定地球是一个均匀的具有同心层结构的理想球体，则地球对位于地球表面上的物体的吸引力应当到处相同，且重力应当有唯一的恒定值。事实上，地球是不均匀的，非球形的并且是旋转的，其表面也是起伏不平的。所有这些实际情况都使地球表面上的重力值发生变化。但是，这种变化是很微小的，只有借助于非常灵敏的仪器，才能对它作出精确的测定。

测定和分析地球表面的重力变化，已成为地学研究中的一个很重要的内容。其中与地球偏离球形有关的重力变化，为大地测量学研究地球形状提供了有意义的依据。而反映地下岩石密度横向差异的重力变化，对研究地质构造及寻找各种矿产极为重要。

## §2.1　地球重力场及其有关的基本理论

### 一、地球重力场

地球是一个具有一定质量、两极半径略小于赤道半径且按照一定角速度旋转的椭球体。如果忽略日、月等天体对地面物质的微弱吸引作用，则在地球表面及其附近空间的一切物体都要同时受到两种力的作用：一是地球所有质量对它产生的吸引力 $\boldsymbol{F}$，二是地球自转而引起的惯性离心力 $\boldsymbol{C}$，此两力同时作用在某一物体上的矢量和称为地球的重力 $\boldsymbol{P}$。见图 2-1，图中 $NS$ 为地球自转轴，$\varphi$ 为纬度。

存在重力作用的空间称为重力场。

地球全部质量 $M_E$对质量为 $m$ 的物体的引力可根据牛顿万有引力定律来计算

$$\boldsymbol{F} = \frac{-GM_E m}{R^3}\boldsymbol{R} \tag{2.1}$$

式中 $R$ 为地心至 $m$ 处的矢径，负号表示 $F$ 与 $R$ 方向相反，$G$ 为万有引力常数。$G$ 的数值当牛顿在世时并未确定，而是 1798 年由卡文迪什在实验室里首先测出的。$G$ 的公认值在国际(SI)单位制中是 $6.67\times10^{-11}\mathrm{m^3/kg\cdot s^2}$；在常用(CGS)单位制中是 $6.67\times10^{-8}\mathrm{cm^3/g\cdot s^2}$。它在数值上等于质量各 1g、中心相距 1cm 的两个质点之间的作用力。在 SI 单位制中力的单位是牛顿(N)、$1\mathrm{N}=10^5\mathrm{dyn}$(达因)。若地球自转角速度为 $\omega$，由 $A$ 点到地球自转轴的垂直距离为 $r$，根据力学知识，$A$ 点 $m$ 质量的物体所受到的惯性离心力为

$$C = m\omega^2 r \tag{2.2}$$

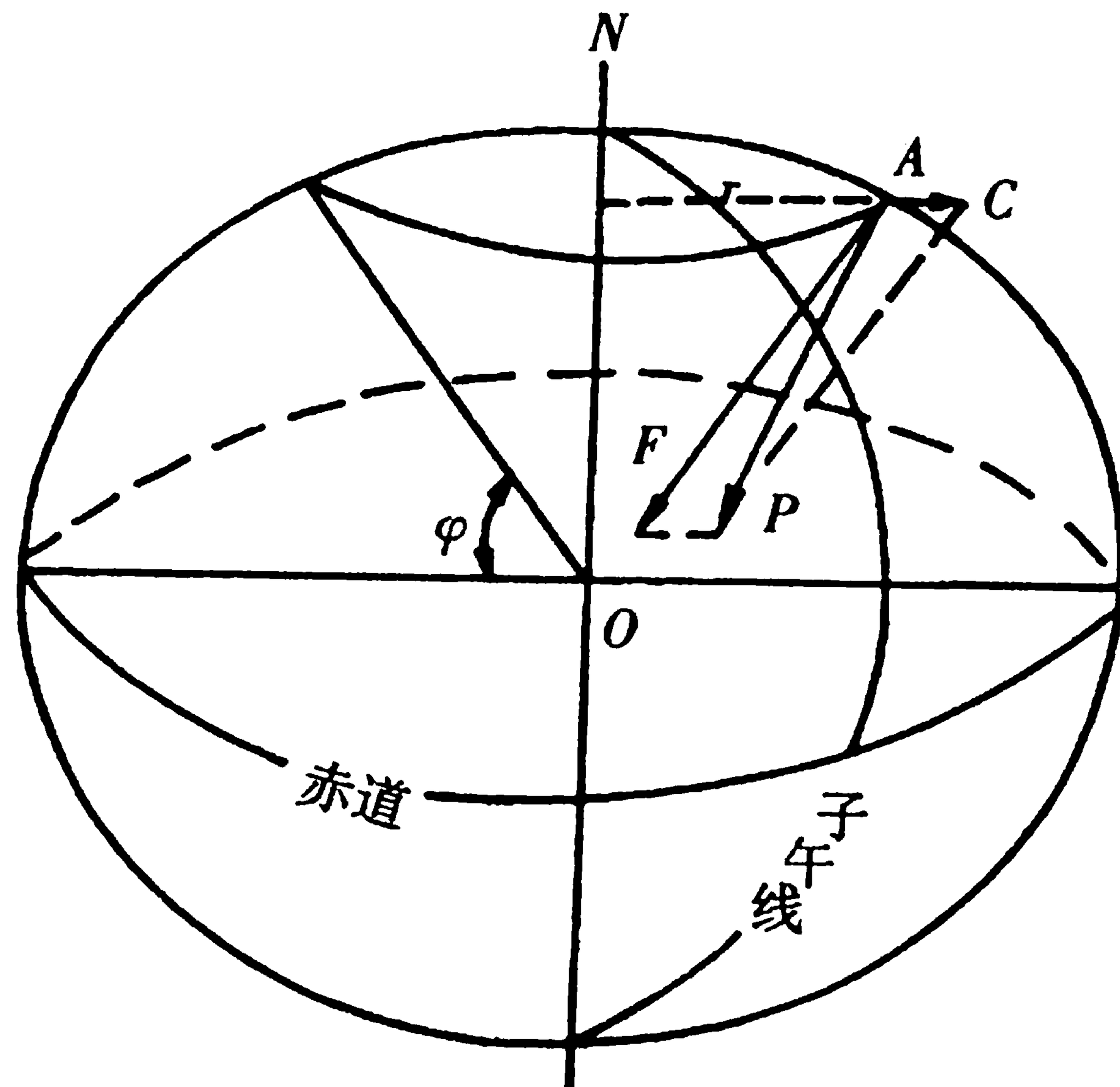



图 2-1　地球外部任一点单位质量所受的重力

从牛顿第二定律可知，重力 $P$ 是质量 $m$ 和重力加速度 $g$ 的乘积，即 $P = mg$。当被吸引质量 $m$ 为单位质量时，则重力的数值就等于重力加速度。所以在重力测量中，往往把重力加速度叫做重力。所谓重力测量实际上是测定重力加速度的数值。由此，重力（即重力加速度）的单位在 CGS 制中为 $cm/s^2$，称为“伽”(gal)（为纪念伽利略而定名）。

$$1 \text{伽} = 10^3 \text{毫伽(mgal)} = 10^6 \text{微伽}(\mu\text{gal})$$

在 SI 单位制中，重力 $g$ 的单位是米/秒$^2$($m/s^2$)，规定 $1m/s^2$ 的 $10^{-6}$为国际重力单位(gravityunit)，简写成 g.u.，$1m/s^2 = 10^6$g.u.，SI 单位与 CGS 单位的换算关系为 1gal = $10^4$g.u.

在地球表面上，全球重力平均值约为 $9.8m/s^2$。赤道重力平均值为 $9.780m/s^2$，两极平均值为 $9.832m/s^2$，从赤道到两极重力变化大约为 $0.05m/s^2$，这个量级接近地球平均重力值的 0.5%。而地球自转产生的惯性离心力在赤道最大，平均也只有 $0.0339m/s^2$。日、月等天体对地面物质的最大作用为 $3.2\times10^{-6}m/s^2$。

## 二、重力位

由物理学可知，在保守力场中，还可用位函数来研究场的特征。

重力位的物理意义可以理解为场力所做的功。假设在质点的质量为 $m$ 的引力场中，引力位的定义为：移动单位质量从无穷远到该点场力所做的功。可以证明，质点引力位 $V = G\frac{m}{R}$。如果一个质量为 $M$ 的物体所产生的引力位应为各质点在 $A$ 点引力位的总和，即

$$V = G\int_M \frac{dm}{R}$$

式中 $R$ 为 $M$ 到计算点的距离。

在地球表面上，任意点上的重力位是由地球全部质量所形成的引力位与地球旋转产生的惯性离心力位之和。地球质量 $M_E$所产生的引力位是

$$V = G\int_{M_E} \frac{dm}{R} \tag{2.3}$$

式中坐标原点设在地球的重心上，$R$ 是计算点到质量元 d$m$ 的距离。

地球旋转产生的惯性离心力位是

$$U = \frac{1}{2}\omega^2 r^2 = \frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y^2) \tag{2.4}$$

因此，地球重力位等于

$$W = V + U = G\int_{M_E} \frac{dm}{R} + \frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y^2) \tag{2.5}$$

根据位场理论，重力位对任意方向 $S$ 求导数就等于重力 $\boldsymbol{g}$ 在该方向的分量，即

$$g_S = \frac{\partial W}{\partial S} = g\cos(\boldsymbol{g}, \boldsymbol{S}) \tag{2.6}$$

式中 $\cos(\boldsymbol{g}, \boldsymbol{S})$ 为 $\boldsymbol{g}$ 与 $\boldsymbol{S}$ 之间夹角的余弦。

当质点位移方向与重力方向垂直时，则有

$$\frac{\partial W}{\partial S} = 0$$

积分上式，得

$$W(x, y, z) = C = 常量 \tag{2.7}$$

即沿垂直重力方向移动单位质量时，重力不做功，也可解释为垂直于 $\boldsymbol{g}$ 方向的重力位没有变化，这就是我们熟悉的力场中的等位面。另外，从力学中知道，水静止时，其自由表面和重力是垂直的，否则就必须有平行于水面的分力存在，这时水将流动。因此，静止水面的自由表面就是一个重力等位面。如果用不同常数代入(2.7)式，可以得到一系列水准面(见图 2-2)。当 $\boldsymbol{g}$ 方向与 $\boldsymbol{S}$ 方向一致时，(2.6)式可写成

$$\frac{\partial W}{\partial S} = \frac{\partial W}{\partial n} = g$$

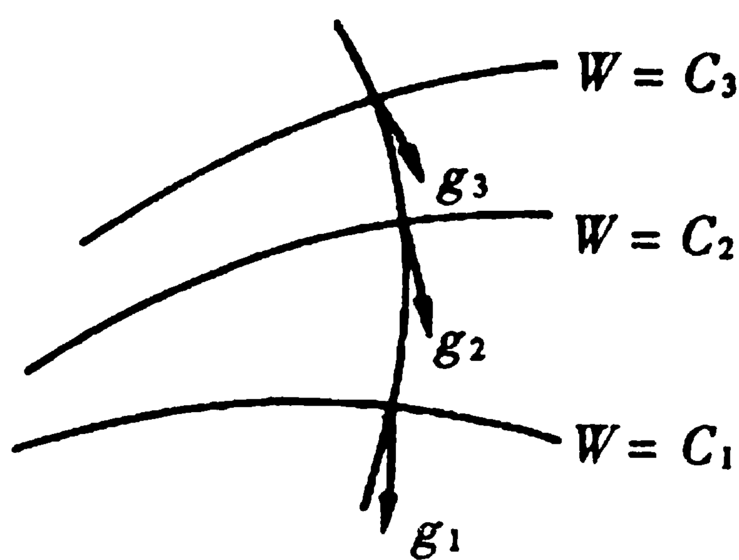



图 2-2　重力等位面及重力线的弯曲

其中 $n$ 是等位面内法线方向，将上式写成增量形式并取为常数，有

$$\Delta W = \Delta n \cdot g = 常数 \tag{2.8}$$

式中 $g$ 是两个等位面之间的重力平均值，$\Delta n$ 为两个等位面内法线方向的距离。

两个等位面之间的位差是一个常数，而在同一水准面上，重力一般不是常量，由(2.8)式可以看出，两个水准面之间的距离一般不是常量。因为地球重力值总是有限量。所以，重力等位面之间既不平行，也不相交，又不相切，重力位是单值函数。此外，重力线方向与重力等位面总是正交的，而等位面之间又是相互不平行的，那么重力线就必然是弯曲的，如图 2-2 所示。人们所熟知的铅垂线便是该点重力线的切线，代表该点重力方向。

### 三、地球椭球体与正常重力公式

地球的外表面通常认为是一个旋转椭球面，并习惯用大地水准面来逼近这个旋转椭球面。大地水准面在海洋上是平均海平面(或用静止海平面)，而在陆地上是用这个平均海平面延伸到大陆内部所形成的包围曲面。按照定义，大地水准面是一个等位面。

遍及地球表面上的重力测量资料表明，地球形状最准确的参考面接近于旋转扁球面，而不是旋转椭球面。但后者便于应用，涉及的变量又少。所以，在重力测量中，为了确定正常重力值，选择这

样一个旋转椭球体，使其表面与大地水准面接近；其质量与地球的总质量相等；物质呈相似旋转椭球层状分布；旋转轴与地球自转轴重合；旋转角速度与地球自转角速度相等。这样的旋转椭球体，称之为地球椭球体(又叫参考椭球体和标准椭球体)。而在这个椭球体表面上计算出的重力场称为地球正常重力场。正常重力场随纬度变化的形式为

$$g_\varphi = g_e(1 + C_1\sin^2\varphi - C_2\sin^2 2\varphi) \tag{2.9}$$

式中 $g_e$为赤道处平均重力值，$\varphi$ 是计算点的地理纬度，$C_1$、$C_2$ 是取决于地球形状的常量，即 $C_1 = (g_p - g_e)/g_e$，$C_2 = \frac{\varepsilon^2}{8} + \frac{\varepsilon C_1}{4}$；$g_p$为两极上的重力值，$\varepsilon = (R_e - R_p)/R_e$为地球的扁率；$R_e$为赤道半径，$R_p$为极半径。当 $g_p$、$g_e$和 $R_p$、$R_e$为已知时，即可计算出不同纬度上的正常重力值。

1975 年国际地球物理和大地测量协会通过的正常重力公式为

$$g_\varphi = 9.78031751(1 + 0.00530245\sin^2\varphi - 0.00000585\sin^2 2\varphi)\,\mathrm{m/s^2} \tag{2.10}$$

该公式采用的地球椭球体参数为 $R_e = 6378140\mathrm{m}(\pm 5\mathrm{m})$，$\frac{1}{\varepsilon} = 298.257$，$g_e = 9.78032\mathrm{m/s^2}$，$g_p = 9.83218\mathrm{m/s^2}$。

目前我国勘探部门统一使用 1901 ~ 1909 年赫尔默特正常重力公式，形式为

$$g_\varphi = 9.78030(1 + 0.005302\sin^2\varphi - 0.0000075\sin^2 2\varphi)\,\mathrm{m/s^2} \tag{2.11}$$

就实际地球而言，大地水准面通常不与地球椭球体表面重合，这是因为地球上部物质密度分布不但有垂向变化，而且横向上也有变化，加上地球表面有高山和海洋，这些因素引起局部异常质量的存在，从而导致了大地水准面的局部畸变，如图 2-3 中质量剩余区的上方有附加的 $\Delta W$，它使等位面向外翘曲。在均匀的地球里，对于单个异常质量来说，大地水准面的翘曲 $\Delta W$ 可由(2.8)计算。在质量剩余区的周围，铅垂线是向内偏斜的，若质量亏损，结果应当相反。大地水准面的局部起伏为解释地下构造提供了有用的信息。正如人造卫星观测到的那样，大地水准面的大规模降低和升高与深部密度异常有着直接的关系。其异常源应位于地幔之内。

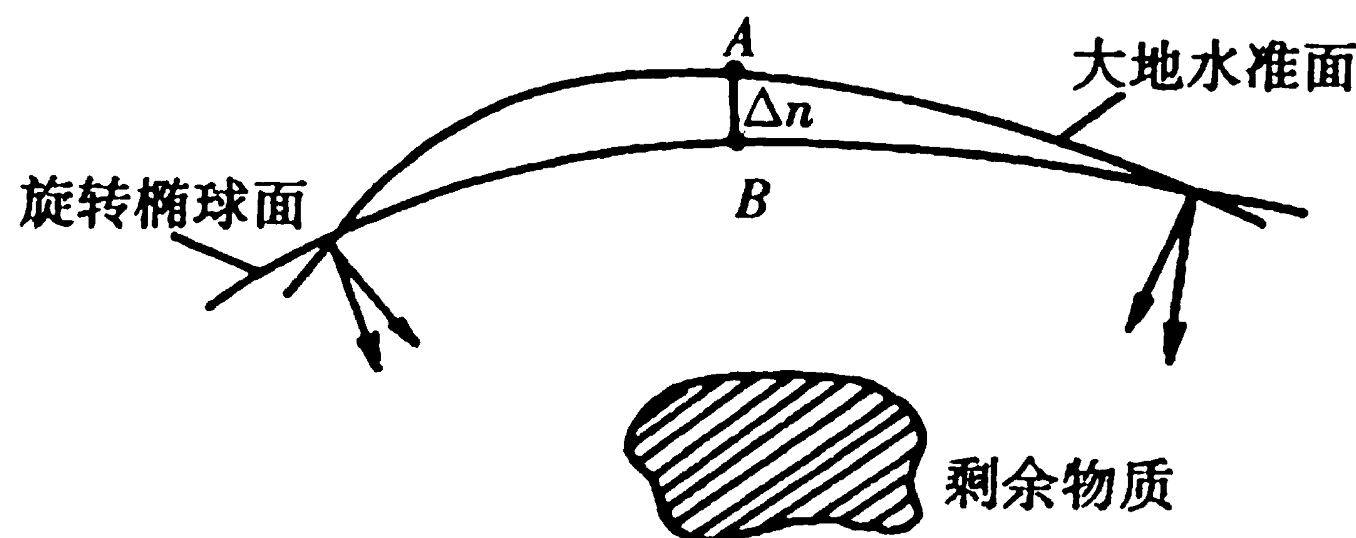



图 2-3　由异常质量引起的大地水准面的波动($\Delta n$)及铅垂线的偏斜

## 四、岩石密度

岩、矿石的密度差异是布置重力测量工作的前提条件。如果地球由一系列横向密度均匀的壳层组成，则不管密度的垂直变化如何，也不会引起重力的水平变化。任何导致密度横向变化的地质条件都将引起重力的水平变化，即重力异常。图 2-4 中，$\sigma_1$、$\sigma_2$、$\sigma_3$ 和 $\sigma_4$ 是四个平卧层的密度，且 $\sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3 < \sigma_4$。平卧的地层被构造隆起所干扰，导致横向密度发生变化，所以引起重力的水平变化，出现重力异常。

岩石的密度主要受三种因素控制。即构成岩石物质的矿物颗粒的密度、孔隙度和孔隙中的流体。对于沉积岩来讲，密度主要受孔隙度控制，孔隙度一般随沉积物的固结作用和成岩作用的增强而减小。此外，沉积岩的密度随着岩石年令的增大而逐渐加大且随着埋深的加大也逐渐增高。所

以，沉积岩的密度主要取决于岩石孔隙度，其次为岩石的年龄，地质历史以及埋藏深度。一般来讲岩石越老，埋藏越深，密度就越大。

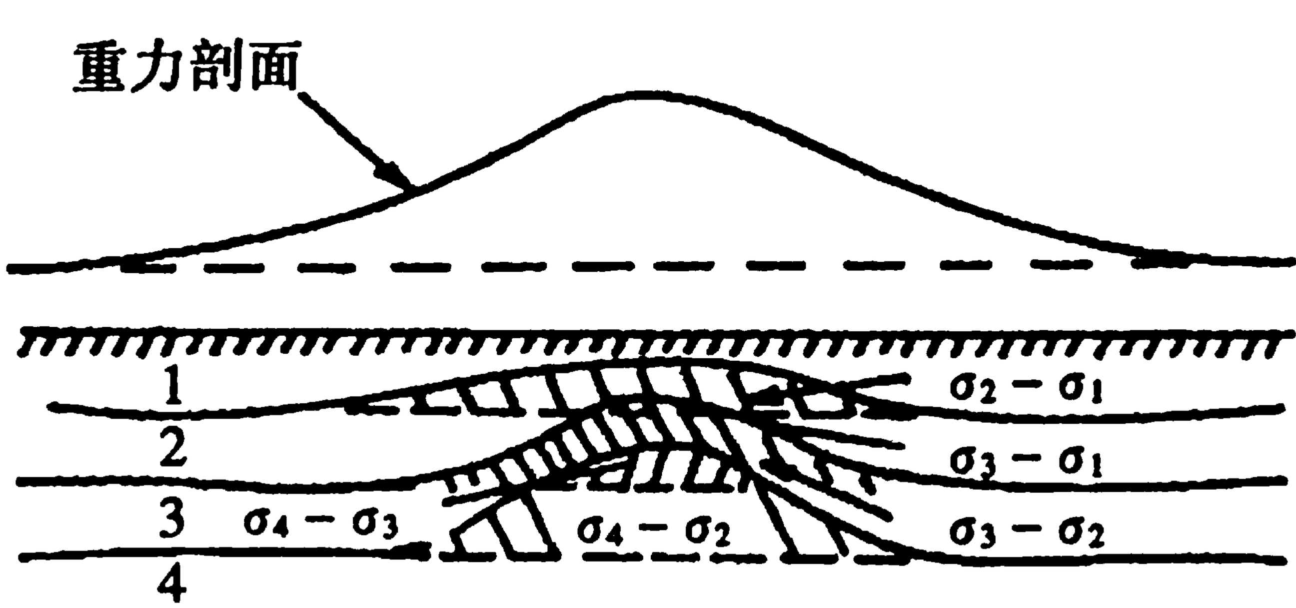



图 2-4　表示由构造隆起引起的横向密度差异

岩浆岩的密度取决于所含矿物的成分。由酸性过渡到基性岩、超基性岩时，随着铁镁质矿物含量的增加，岩石密度也增大，其中侵入岩又比火山岩的密度大，熔岩密度最小。变质岩密度与它们的原岩密度有关。一般讲，变质岩都比它们的原岩密度大，并且随结晶变质程度的加深，密度也相应增大。与岩浆岩一样，变质岩密度也随酸性的减小而增大，但由于结晶变质的历史比较复杂，这种变化一般是不稳定的。

必须指出，岩、矿石间的密度差异与它们的磁化率，电阻率或放射性差异相比，量级是最小的，这就是重力异常通常比其它异常都小的主要原因。

除石油、煤和岩盐外，各种矿物的密度一般都大于岩石。而矿物中金属矿比非金属矿的密度大。岩浆岩和变质岩的密度大于沉积岩，而沉积岩本身的密度变化也很大。表 2-1 列出了各种常见岩、矿石的密度值。

表 2-1　常见岩、矿石密度值

| 名称 | | 密度($g/cm^3$) | | 名称 | | 密度($g/cm^3$) | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 变化范围 | 最常见值 | | | 变化范围 | 最常见值 |
| 沉积岩 | 黄土 | 1.4-1.93 | 1.64 | 金属矿 | 闪锌矿 | 3.5-4.0 | 3.75 |
| | 冲积层 | 1.96-2.0 | 1.98 | | 褐铁矿 | 3.5-4.0 | 3.78 |
| | 砾岩 | 1.70-2.4 | 2.0 | | 黄铜矿 | 4.1-4.3 | 4.2 |
| | 黏土 | 1.63-2.6 | 2.21 | | 铬铁矿 | 4.3-4.6 | 4.36 |
| | 砂岩 | 1.61-2.76 | 2.35 | | 磁黄铁矿 | 4.5-4.8 | 4.65 |
| | 页岩 | 1.77-3.2 | 2.40 | | 钛铁矿 | 4.3-5.0 | 4.67 |
| | 石灰岩 | 1.93-2.90 | 2.55 | | 软锰矿 | 4.7-5.0 | 4.82 |
| | 白云岩 | 2.28-2.90 | 2.70 | | 黄铁矿 | 4.9-5.2 | 5.0 |
| 岩浆岩 | 流纹岩 | 2.35-2.70 | 2.52 | | 磁铁矿 | 4.9-5.2 | 5.12 |
| | 安山岩 | 2.4-2.8 | 2.61 | | 赤铁矿 | 4.9-5.3 | 5.18 |
| | 花岗岩 | 2.50-2.81 | 2.64 | | 辉铜矿 | 5.5-5.8 | 5.65 |
| | 斑岩 | 2.60-2.89 | 2.74 | | 毒砂 | 5.9-6.2 | 6.1 |
| | 闪长岩 | 2.72-2.99 | 2.85 | | 锡石 | 6.8-7.1 | 6.92 |
| | 辉绿岩 | 2.50-3.20 | 2.91 | | 辉银矿 | 7.2-7.36 | 7.25 |
| | 玄武岩 | 2.70-3.30 | 2.99 | | 方铅矿 | 7.4-7.6 | 7.5 |
| | 辉长岩 | 2.70-3.50 | 3.03 | | 辰砂 | 8.0-8.2 | 8.1 |
| | 橄榄岩 | 2.78-3.37 | 3.15 | 非金属矿 | 石油 | 0.6-0.9 | |
| | 辉岩 | 2.93-3.34 | 3.17 | | 褐煤 | 1.1-1.25 | 1.19 |
| 变质岩 | 石英岩 | 2.50-2.70 | 2.60 | | 无烟煤 | 1.34-1.8 | 1.50 |
| | 片岩 | 2.39-2.9 | 2.64 | | 石墨 | 1.9-2.3 | 2.15 |
| | 千枚岩 | 2.68-2.80 | 2.74 | | 岩盐 | 2.1-2.6 | 2.22 |
| | 大理岩 | 2.6-2.9 | 2.75 | | 石膏 | 2.2-2.6 | 2.35 |
| | 蛇纹岩 | 2.4-3.10 | 2.78 | | 铝土矿 | 2.3-2.55 | 2.45 |
| | 板岩 | 2.7-2.9 | 2.79 | | 硬石膏 | 2.9-3.0 | 2.93 |
| | 片麻岩 | 2.59-3.0 | 2.80 | | 重晶石 | 4.3-4.7 | 4.47 |

# §2.2 重力测量与资料整理

## 一、重力测量

### （一）重力测量的形式

重力测量可以分为绝对测量和相对测量。绝对重力测量测定的是各点重力的全值，又称绝对重力值。地球表面上的绝对重力值约在 9.78 ~ 9.832 m/s$^2$ 之间，目前测定的精度可达到 $g$ 的千万分之一，即 1 g.u. 甚至更高。相对重力测量测的是各点相对某一重力基准点的重力差。它比绝对测量容易且精度高，可达 0.1 g.u.，甚至达到 0.01 g.u.。当基准点的绝对重力值已知时，通过相对重力测量也可以求得各点的绝对重力值。相对重力测量是现代重力测量的主要形式。

观测重力的方法，可分为动力法和静力法。动力法是观测物体在重力作用下的运动，直接测定的量是时间和路程。例如，利用摆仪进行绝对测量，只要测出摆长 $l$ 和摆动周期 $T$，即可求出重力 $g$，公式形式为

$$g = \frac{4\pi^2 l}{T^2} \tag{2.12}$$

这种方法不仅工作效率低，而且测量的精度只能准确到 1.0 ~ 1.5 g.u.。例如要测到 1 g.u. 的重力变化（即重力全值的 1/10$^7$），对于近 1 m 长的摆杆来讲，其测定精度达到 $1\times10^{-7}$ m，摆动周期测定精度为 $1\times10^{-7}$ s。通常是很难达到这个精度的。因此，这种仪器无法广泛用于重力测量中。

测定绝对重力值的另一种动力法是确定初速度为 $v_0$的自由落体通过已知距离 $s$ 的时间 $t$。公式为

$$s = v_0 t + \frac{1}{2} g t^2 \tag{2.13}$$

当 $v_0$为零时，公式形式更简单。该方法要求精密地测出物体下落的时间及该时间内通过的距离。例如，若要求重力值的精度为 0.01 g.u.，则距离测量精度要达到 $5\times10^{-6}$ mm，时间测量误差不得超过 $5\times10^{-10}$ $s$。目前我国自制的自由落体绝对重力仪是用激光测距，用稳定的脉冲信号计时，1985 年 NIM-Ⅱ型绝对重力仪测定的精度达到 0.14 g.u.，接近国际水平。

静力法是相对重力测量的基本方法。测定的量是物体平衡位置因重力变化而产生的角位移和线位移，用此来计算两点的重力变化。所用的仪器是重力仪。

### （二）重力仪

现代用于相对重力测量的仪器主要是各种重力仪。它们的基本构件是某种弹性体，它在重力作用下发生形变，当弹性体的弹性与重力平衡时，弹性体处于某一平衡位置。当重力改变时，则弹性体的平衡位置也发生改变。观测两次平衡位置的变化，就可以测定两点的重力差。重力仪按制作弹性系统材料的不同，可分为石英弹簧重力仪和金属弹簧重力仪二种类型。

石英弹簧重力仪的弹性系统全是熔融的石英材料制成的，它的类型很多，目前我国地震、地质以及测绘等部门使用较多的是北京地质仪器厂制造的 ZSM 型重力仪，加拿大的 CG-2 型和 3 型重力仪以及美国沃登（Werden）重力仪。它们的构造和测量原理基本相似，见图 2-5。该类仪器整个系统各力矩为：重力矩 $mgl$，主弹簧与测量弹簧构成的弹力矩为 $KD(S-S_0)+K'a(S'-$

$S_0'$)。摆杆平衡方程式为

$$mgl = KD(S - S_0) + K'a(S' - S_0') \tag{2.14}$$

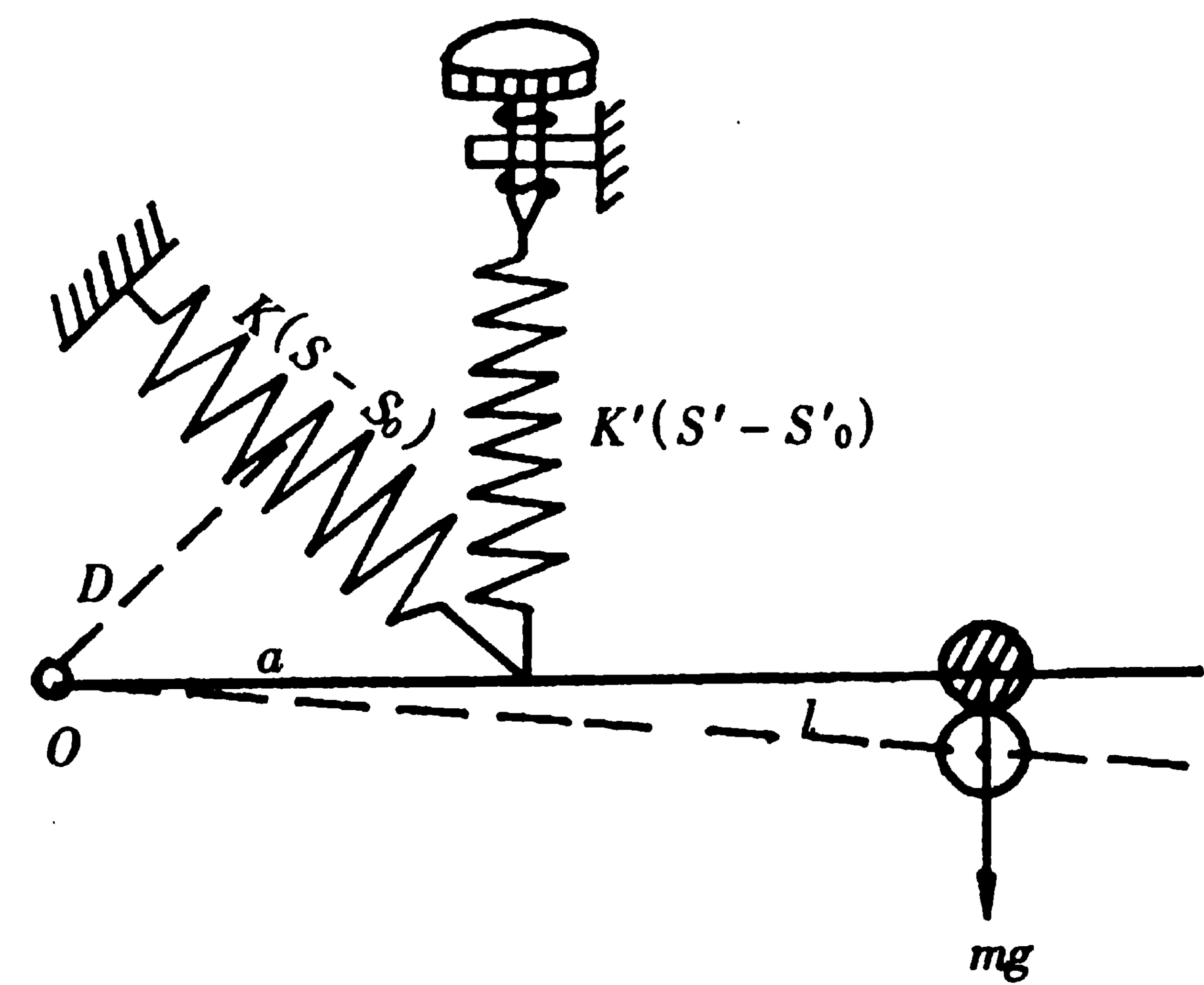



**图 2-5　石英弹簧重力仪工作原理图**

式中 $l$ 为摆杆长度；$m$ 为摆的质量；$K'$ 与 $K$ 分别是测量弹簧和主弹簧的弹性系数；$D$ 与 $a$ 分别是摆杆在扭丝上的连接点 $O$ 到主弹簧和测量弹簧的垂距；$S'$ 和 $S$ 分别是测量弹簧和主弹簧受力后伸长的总长度；$S_0'$ 和 $S_0$ 分别是测量弹簧和主弹簧的原始长度。

该类仪器采用零点读数原理，即在每一观测点上都要改变测微器的读数，使石英摆杆仍然恢复到零点位置，这样测微器上在甲乙两点上的读数差就表示它们的重力变化。具体关系式为 $\Delta g = C\cdot\Delta S$。$C$ 为仪器的格值；$\Delta S$ 为测数器的读数差，为了消除温度影响，除采用保温瓶隔热装置外，仪器弹性系统加有自动温度补偿装置。为了减小外界气压变化对重力仪读数的影响，弹性系统做得很小，并密封在一个内压仅 15 ~ 20 mm 汞柱的小容器内。

重力仪内部的弹簧及有关的连结件，不可能做到完全稳定，即使在仪器罩内保持恒温和恒压也是如此。例如，仪器的弹簧并不是完全弹性的，通过较长时间的作用，它会发生缓慢蠕变；此外，仪器在搬运中要受到微小机械变化的影响，都会使仪器在外界条件不变的情况下，仪器读数随时间发生连续变化。重力仪读数随时间的这种连续变化称为“零点漂移”，或叫“零点掉格”。在重力测量中，对漂移要进行改正。从经过漂移校正后的测点读数中减去基点读数再乘以仪器的格值便得到基、测点之间的重力差。

（三）国际重力基准

1. 世界重力基点

相对重力测量测定的是两点的重力差，为了求得绝对重力值，必须有一个已知的绝对重力点作为相对重力测量的起始点，为此必须建立统一的重力基准。世界公认的重力起始点称为世界重力基点。历史上有过两个国际重力基点，一是 1900 年举行的国际大地测量协会通过采用的维也纳重力基点，其绝对重力值为

$$g_{维} = 9\,812\,900 \pm 100\text{g.u.}$$

由该点出发推算的绝对重力值称为维也纳系统。因该系统精度较低，以后很少有人应用。另一个是 1909 年举办的国际大地测量协会会议上决定采用的波茨坦重力基点，其绝对重力值为

$$g_{波} = 9\,812\,742 \pm 30\text{g.u.}$$

从该点出发推算的绝对重力值称为波茨坦系统。波茨坦绝对重力值是在 1894 ~ 1904 年间利用五个可倒摆进行测定的。

最近几十年来，由于标准频率和光干涉技术广泛使用，使得微区间的测距与测时相对精度大

大提高。日本学者佐久间晃彦博士设计出一台自由落体型的绝对重力仪。该仪器在塞弗尔点进行长期观测并获得 0.01 g.u.（即微伽级）的精度。1971 年，十五届国际大地测量与地球物理联合会（IUGG）采用他测量的结果，并建立了新的国际重力基准，从而结束了波茨坦全球重力起始点的历史。塞弗尔点的绝对重力值为

$$g_{塞} = 9\,809\,259.49 \pm 0.054 \text{g.u.}$$

2. 国际重力基准网

波茨坦重力基准已为世界各国应用了数十年。随着科学研究和生产实践对重力值精度的要求日益提高，以及科学技术本身的不断发展，从 1930 年起，世界上有些国家陆续利用当时的先进技术在本国测定了绝对重力值，并且在世界大部分地区用摆仪和重力仪进行了国际和洲际间的相对重力联测，其中包括与波茨坦重力基点的联测。结果发现波茨坦基点值含有较大的误差，因此国际大地测量协会一方面着手建立新的国际重力基准，另一方面于 1967 年决定在波茨坦绝对重力值中减去 140 g.u. 的改正值，作为新的国际重力基准建立前的临时措施。1956 年在国际重力委员会的会议上又选定 34 个一等世界重力点，组成世界一等重力网（FOWGN），以加速国际联测，随后由于绝对重力测量和相对重力测量精度不断的提高，在一些国家又建立了若干个高精度绝对重力点，进行大量国际间的相对重力联测，为建立国际重力基准网提供了坚实基础。为此，在 1971 年国际大地测量和地球物理联合会的全体会议上决定通过国际重力基准网 1971（简称 IGSN-71），用以代替波茨坦国际重力基准。

这个国际重力基准网，采用了下列重力测量资料，一是用三种最新的激光绝对重力仪（按自由落体和对称运动原理）测定的 8 个重力点上的 10 个绝对重力值；二是用 6 种摆仪测定的1 200 个动力相对重力值；三是用 5 种重力仪测定的 23 700 多个静力相对重力值，其中所使用的这些仪器和方法都是当时最先进和比较先进的，并且在所有的观测结果中都进行了地球潮汐改正，能够保证有较高的精度。这个网根据最小二乘法原理进行了整体平差，在整体平差前又根据初步平差结果将误差大于 3 倍中误差的联测结果舍去。舍去的结果不到全部结果的 3%。根据上述观测结果列出 24 900 多个误差方程，解得 1 854 个点的重力值。由此 1 854 个重力点构成了 1971 年国际重力基准网，它们分属于 108 个国家或地区的 494 个城市。国际重力局将网中的重力点进行了编号，并列出其重力值及标准误差。表 2-2 仅列出该网中 8 个绝对重力点的平差后的重力值。

**表 2-2　1971 年国际重力基准网中 8 个点的绝对重力值**

| 测　站 | 观测值(10g.u.) | 平差值(10g.u.) |
|---|---|---|
| 特丁登(英国) | 981 181.84 ± 0.13 | 981 181.78 ± 0.015 |
| 特丁登(英国) | 981 181.891 ± 0.050 | 981 181.78 ± 0.015 |
| 巴黎(法国) | 980 925.957 ± 0.030 | 980 925.97 ± 0.014 |
| 巴黎(法国) | 980 925.986 ± 0.041 | 980 925.97 ± 0.014 |
| 波哥大(哥伦比亚) | 977 389.979 ± 0.087 | 977 390.14 ± 0.027 |
| 丹佛(美国) | 979 597.716 ± 0.042 | 979 597.68 ± 0.012 |
| 华盛顿(美国) | 980 101.271 ± 0.055 | 980 101.32 ± 0.016 |
| 米德尔城(美国) | 980 305.318 ± 0.041 | 980 305.32 ± 0.022 |
| 波士顿(美国) | 980 378.685 ± 0.042 | 980 378.70 ± 0.014 |
| 费尔班克斯(美国) | 982 235.007 ± 0.042 | 982 235.00 ± 0.014 |

由 IGSN-71 网推算出来的波茨坦重力基点的新重力值为

$$g_{波} = 9\,812\,601.9 \pm 1.7 \text{ g.u.}$$

将它和旧值比较，说明旧值大了 140 g.u.。这和 1967 年国际大地测量协会决定的改正值是相同的。

我国使用的波茨坦重力基点是 1956～1957 年中国和前苏联合作分二期实测，从前苏联引入并建立了我国第一个重力基点网，简称“57 网”。该网包括 22 个基点，精度为 ±1.5 g.u.。重力值从前苏联的阿拉木图、伊尔库茨克、赤塔等 3 个已知点经蒙古人民共和国首都乌兰巴托引入我国。IGSN-71 网在我国有 11 个绝对重力点，它们分别分布在北京、青岛、郑州、西安、长沙、武汉、上海、昆明、南宁、广州、福州等地。在此基础上，1981～1985 年间由国家测绘系统主持建立了我国新的重力基点网，简称“85 网”。该网由 57 个基点（包含 6 个绝对值点）组成，并与位于香港、法国、日本境内属 IGSN-71 系统的点进行联测，精度达到 ±0.2 g.u.。

（四）重力测量

与地质勘探方法相似，根据重力勘探任务的不同可分为重力预查、普查、详查和精查（又称细测）。不同阶段所解决的地质任务也不同。例如，研究深部地壳构造或地壳均衡状态、划分大地构造分区，就要进行重力预查。重力普查主要是划分区域构造，圈定岩体和指出成矿远景区等。重力详查的目的是在已知远景区内，寻找或圈定对储油、气有希望的局部构造和盆地。重力细测是在已找到有希望的储油、气构造上、煤田盆地上以及有希望成矿的岩体上进行详细的重力测量。不同的测量方法其测量技术及精度要求也不同，具体见表 2-3。

重力测量形式可分为路线测量，剖面测量及面积测量。面积测量是重力测量的基本形式，而路线测量和剖面测量的方向应尽可能与地质构造走向垂直。各种重力测量的具体原则如下：

（1）测点的密度保证在相应比例尺的图上每平方厘米要有 1～2 个测点。

（2）重力异常等值线的间距，应为异常均方差的 2.5～3 倍，以保证异常体能被 1～2 条等值线所圈闭。

（3）重力异常的均方差应小于勘探对象引起最大异常的 1/3～1/4。

表 2-3　常用工作比例尺、点、线距及精度要求

| 工作阶段 | 工作比例尺 | 等异常线间隔（10 g.u.） | 异常均方差（10 g.u.） | 测点距离（m） | 测点密度（点/km²） |
|---|---|---|---|---|---|
| 预　查 | 1:100 万<br>1:50 万 | 10<br>5～10 | ±4<br>±2～4 | 7 000～10 000<br>3 000～5 000 | 0.01～0.02<br>0.04～0.1 |
| 普　查 | 1:20 万<br>1:10 万 | 2～5<br>2 | ±0.8～2.0<br>±0.8 | 1 500～2 000<br>500～1 000 | 0.25～0.5<br>1～4 |
| 详　查 | 1:5 万<br>1:2.5 万 | 1～2<br>0.5～1 | ±0.4～0.8<br>±0.2～0.4 | 200～500<br>100～200 | 4～25<br>25～100 |
| 精　查 | 1:1 万<br>1:5000<br>1:2000 | }0.1～1.0 | ±0.04～0.4 | 50～100<br>25～50<br>10～20 | 100～400<br>400～1 600<br>2 500～10 000 |

在重力测量中，首先要建立重力基点。工区大时，要建立总基点，一级基点，二级基点等，通过与国家基点的联测，平差得到各个基点的重力值。基点要建立在交通方便，相对稳定，易于查找的地方。还有测地工作也是很重要的。为了准确的进行重力测量结果的各项改正，绘制重力异常图，确定异常的坐标位置等都必须配合一定的测地工作。

在大、中比例尺的重力测量中，重力测网和测点高程的获取，以往多用经纬仪和水准仪来完成，随着科学技术的发展，现代常用激光测距仪或者直接利用全球定位系统（GPS）来完成。而在小比例的测量中可应用大于工作比例尺的地形图或用 GPS 直接获取。

## 二、重力资料的整理

利用重力仪在野外测量的结果经过零点漂移改正之后，再将各测点相对于基点的读数差换算

成重力差。这种重力差值并不能算作重力异常值，因为地面重力测量是在实际的地球表面上进行，由于地球表面的起伏不平，使这种重力差值包含了各种干扰因素的影响，并且干扰程度随测点而变化。为了使各测点的重力差值有一个相同的标准，就需要将观测资料进行整理，求得真正的重力异常值，以便在外界条件一致的前提下对各测点的重力异常进行比较。重力资料的整理主要包括纬度改正、地形改正、高度改正及中间层改正。

（一）纬度改正

纬度改正又称正常场改正。地球的正常重力场是纬度 $\varphi$ 的函数。从赤道到两极逐渐增大。不同纬度的测点即使地下地质条件一样，各测点的重力值也不同。所以这项改正的目的是消除测点重力值随纬度变化的影响。

当在大面积的范围内进行小比例尺重力测量时，一般用赫尔默特正常重力公式直接计算出各点的正常重力值，然后用观测重力值减去正常重力值即可。当进行小面积较大比例尺测量时，勘探范围有限，南北距离只有几千米，此时纬度改正可按下式计算：

$$\Delta g_{纬} = -8.14\sin 2\varphi \cdot D(\text{g.u.}) \tag{2.15}$$

式中 $\varphi$ 为总基点纬度或测区平均纬度；$D$ 为测点与总基点间的纬向距离，以 km 为单位。在北半球，当测点在基点以北时，$D$ 取正，反之取负。

（二）地形改正

自然地形的起伏常常使重力观测点周围的物质不处于同一水平上，因此需要把观测点周围的物质影响消除掉。地形改正的目的就是消除测点周围地形起伏对观测点重力值的影响。改正方法是把测点平面以上的多余物质去掉，而把测点平面以下空缺的部分充填起来，见图 2-6。图中测点 $A$ 平面以上的正地形部分，多余物质产生一垂直向上的引力分量 $f'$，造成仪器读数减小，即影响值为负。负地形（即空缺）部分相对于测点平面缺少一部分物质，相当于该点引力不足，也使得仪器读数减小，影响值亦为负。所以，不论正地形或负地形，其地形改正值总是正值。地形改正的过程可简称为相对测点平面去高补低。

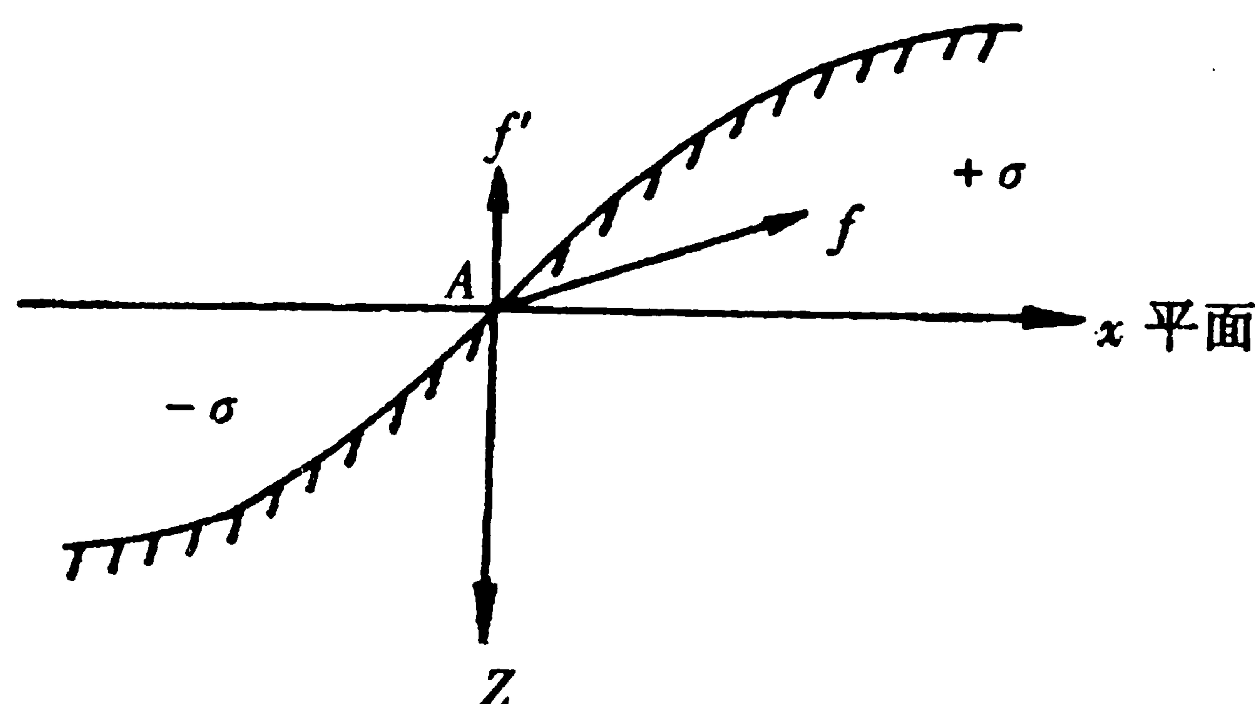



图 2-6　地形改正

地形改正的半径一般取 166.7 km，改正的密度选取 2.0 ~ 2.67 g/cm³ 之间。当进行小范围的金属矿勘探时，改正半径根据需要可减小，一般取 7 ~ 10 km 即可。

目前还有一种地形改正的方法，它是将中间层改正与前述地形改正（即相对测点平面进行改正的方法）合并进行，其作用是消除实际地球表面的地形起伏与大地水准面之间的物质（当地形表面在大地水准面之上）或物质质量的亏损（当地形表面在大地水准面之下时）对测点重力值的影响。这种改正又可称为广义地形改正。广义地形改正的基准面是大地水准面，改正密度取 2.67 g/cm³。但对于大的湖泊和海洋，应另选合适的密度。这种改正的半径仍取 166.7 km，但在远区改正时，还要考虑到地球表面的弯曲对地形改正的影响。

进行地形改正，无论是野外的地形测量，还是室内的计算工作，都相当繁重。而且难以改正完善。地形越恶劣，改正的工作量越大且改正的误差也越大。过去进行这项工作，都是利用专门的图表进行。现在都改用电子计算机直接计算或向专业部门直接索取改正数据（指 1 - 166.7 km 的改正数据；1 km 以内的改正数据仍要自己完成），从而大大地加速了这项工作的进行。但必须指出，由于密度选取和地形测量出现的误差，必然造成地形改正的不完善，常导致出现与地形相关的假异常，这种情况在山区尤为突出。

（三）中间层改正

通过地形改正之后，测点周围已变成平面了。但是，测点平面与改正基准面之间还存在一个水平物质层。消除这一物质层对测点重力值的影响，称为中间层改正。

如果把中间层当作厚度为 $\Delta h$、密度为 $\sigma$ 的均匀无限大水平物质层来处理，则该无限大物质层厚度每增加 1 m，重力值大约增加 0.419 $\sigma$（g.u.）。因此中间层改正公式为

$$\Delta g_{中} = -0.419\sigma\Delta h(\mathrm{g.u.}) \tag{2.16}$$

式中 $\Delta h$ 以 m 为单位，$\sigma$ 以 $g/cm^3$ 为单位。当测点高于基准面时，$\Delta h$ 取正，反之取负。

实际工作中，由于测区内密度的变化和测定出现的误差，都将导致中间层改正的误差。另外，由于地形改正的半径是有限的，而中间层改正采用无限大的水平层来处理，由于二者的不匹配，也势必造成中间层改正出现误差，特别在山区尤为突出。所以目前已有人采用中间层改正的半径与地形改正半径一致的有限范围内的中间层改正公式。

（四）高度改正

经过中间层改正，只是消除了测点平面与改正基准面之间物质层对测点重力值的影响。但测点离地心远近的影响还未消除。所以高度改正的目的就是消除测点重力值随高度变化的影响。其改正的实质是将处于不同高度的测点重力值换算到同一基准面（一般指大地水准面）上来。高度改正又称自由空气改正或法伊改正。

如果把地球当作密度呈同心层状均匀分布的圆球体时，可以推导出在地面上每升高 1m，重力值减少约 3.086 g.u.，所以球体的高度改正公式为

$$\Delta g_{高} = 3.086\Delta h(\mathrm{g.u.}) \tag{2.17}$$

式中 $\Delta h$ 以 m 为单位。当测点高于基准面时，$\Delta h$ 取正值；反之取负值。需要指出的是，高度改正系数 3.086 是把地球当作物质密度呈同心层状均匀分布的球体推导出来的。但实际地球并不是这样的球体，且外壳密度分布也有差异，所以导致高度改正系数在不同地区是变化的。虽然这种变化是微小的，但实际工作中也必须注意到这一点。

如果把地球当作密度呈同心层状均匀分布的椭球体时，可推导出更精确的高度改正公式，

$$\Delta g_{高} = 3.086(1 + 0.000\,7\cos 2\varphi)\Delta h - 7.2 \times 10^{-7}\Delta h^2(\mathrm{g.u.}) \tag{2.18}$$

式中 $\Delta h$ 以 m 为单位，$\varphi$ 为地理纬度。

目前区域重力测量都要求使用（2.18）式。如果把高度改正和中间层改正合并进行，即称为布格改正。公式形式为

$$\Delta g_{布} = (3.086 - 0.419\sigma)\Delta h(\mathrm{g.u.}) \tag{2.19}$$

## 三、重力异常

（一）布格重力异常

布格重力异常是经过纬度、高度及中间层改正后获得的异常。由于布格改正相当于把大地水

准面以上的物质质量排除掉，这样自然会造成地壳质量的不足，因此在山区或高原区经过布格改正的重力异常大多是负异常。此外，布格异常主要是反映地球内部异常质量对重力测量结果的影响。具体地说，从地面到地下几十千米甚至一二百千米深度的地质不均匀体只要它们有密度差异就会引起布格重力异常。一般讲，沉积盖层厚度变化引起的负异常一般不超过 600 ~ 800 g.u.；而花岗岩层的构造与成分变化引起的异常很少超过 ± 500 g.u.； ± 1 000 g.u. 以内的异常与玄武岩层的变化有关。此外，沉积岩中的构造以及金属矿等密度不均匀体也会引起一定量级的小异常。因此，地壳内部的不均匀性能引起的局部异常不超过 ± 2 000 g.u.。区域重力异常的最大作用是反映在上地幔表面的形态上，即莫霍界面的深度上。莫霍界面的起伏能够引起在水平范围超过 100 km，强度在 ± 4 000 g.u. 以内的异常。由此可见，布格异常大范围内的变化主要反映是莫霍界面的起伏。这正是利用重力资料研究地壳结构的有利条件。

（二）自由空气异常

在重力观测值中，只经过纬度和高度改正的异常叫自由空气异常。又称自由空间异常或法伊异常。该异常是形式上最简单的重力异常。这是因为它对海平面以上或以下的岩石密度都没有做出任何假定，但是这种异常同样是很有意义的。

在研究地壳构造时，主要应用布格异常和自由空气异常。一般在地形平缓地区，自由空气异常往往接近于零。而大范围内（$1° \times 1°$的范围）的平均值也很低，只有几十到上百个重力单位。只有很少的情况下才超出这个范围。自由空气异常对地表和近地表的质量分布很敏感，所以在陆地上，有明显的唯地形变化特征，即与地形高程呈正相关。在海洋上，这种相关关系较弱。因此，在海洋上广泛使用自由空气异常。这是因为海洋上自由空气异常计算十分简单，在各测点的重力观测值中减去相应点的正常重力值即可得到自由空气异常。

## §2.3　均衡理论与均衡异常

在进行重力布格改正和地形改正的过程中，已经考虑了高山高出大地水准面的高度和多余质量以及海水的深度和质量亏损对测点重力值的影响。因此获得的布格异常不应与地形有着明显的相关性，而应接近于零。事实上与上述设想正相反，高山地区布格异常几乎总是负的，而海洋地区的异常却出现很大的正值。在接近海平面的陆地上平均值接近于零。这种现象说明在地球内部，特别是接近地球表层的物质分布是不均匀的。在高山地区地下质量亏损，而在海洋和盆地下面质量盈余。这正是一种地下质量补偿地球表面形态原理的重要例证。在研究地壳构造时，不考虑这种现象势必给解释带来一定的假象。

### 一、均衡理论

（一）均衡理论的提出

1749 年布格和拉康达明在秘鲁的琛博拉索山两侧测定摆锤铅垂线的倾斜时，发现实际观测到的铅垂线的倾斜要比计算山外表质量的引力所引起的小得多。所以提出该山下边存在一个空洞的设想（即质量亏损）。过了一百年左右，在 1855 年测量学家普拉特和艾礼二人在印度进行三角测量，发现铅垂线的倾斜愈向北移动偏离愈大，他们认为铅垂线的倾斜是由北边喜马拉雅山的引力引起的。经计算却得出意外的结果，各地观测得到的差值均比理论计算所得的要小，具体见表 2-4。分析以上事实，普拉特与艾礼分别提出了解释这种现象的个自均衡假说。

**表 2-4　实测值与理论计算值的对比**

| 地　点 | 纬　度 | 实　测　值 | 理论计算值 |
|---|---|---|---|
| 达玛尔吉他 | 18°3′ | 3.8″ | 6.9″ |
| 卡理安 | 29°31′ | 5.2″ | 27.9″ |

（二）均衡假说

（1）普拉特均衡假说是 1854 年普拉特提出的。具体模式见图 2-7。该理论的公式推导及表格的计算是由海福特 1909 ~ 1910 年完成的。该假说认为，山地是由地下像发酵那样向上隆起的。发酵程度好，山地就高而密度就小。这个过程是在地下某一深度上进行的。该深度上面的物质对它的压力处处相等，所以此深度面又叫等压面（或均衡面）。海平面至均衡面的深度叫均衡深度。均衡深度一般取 100 或 113.7 km。按着这个假说，若把均衡面上面物质分成许多截面积相同的柱体，则这些柱体的质量均应相等，而密度不同。山愈高，密度愈小；反之，密度愈大。

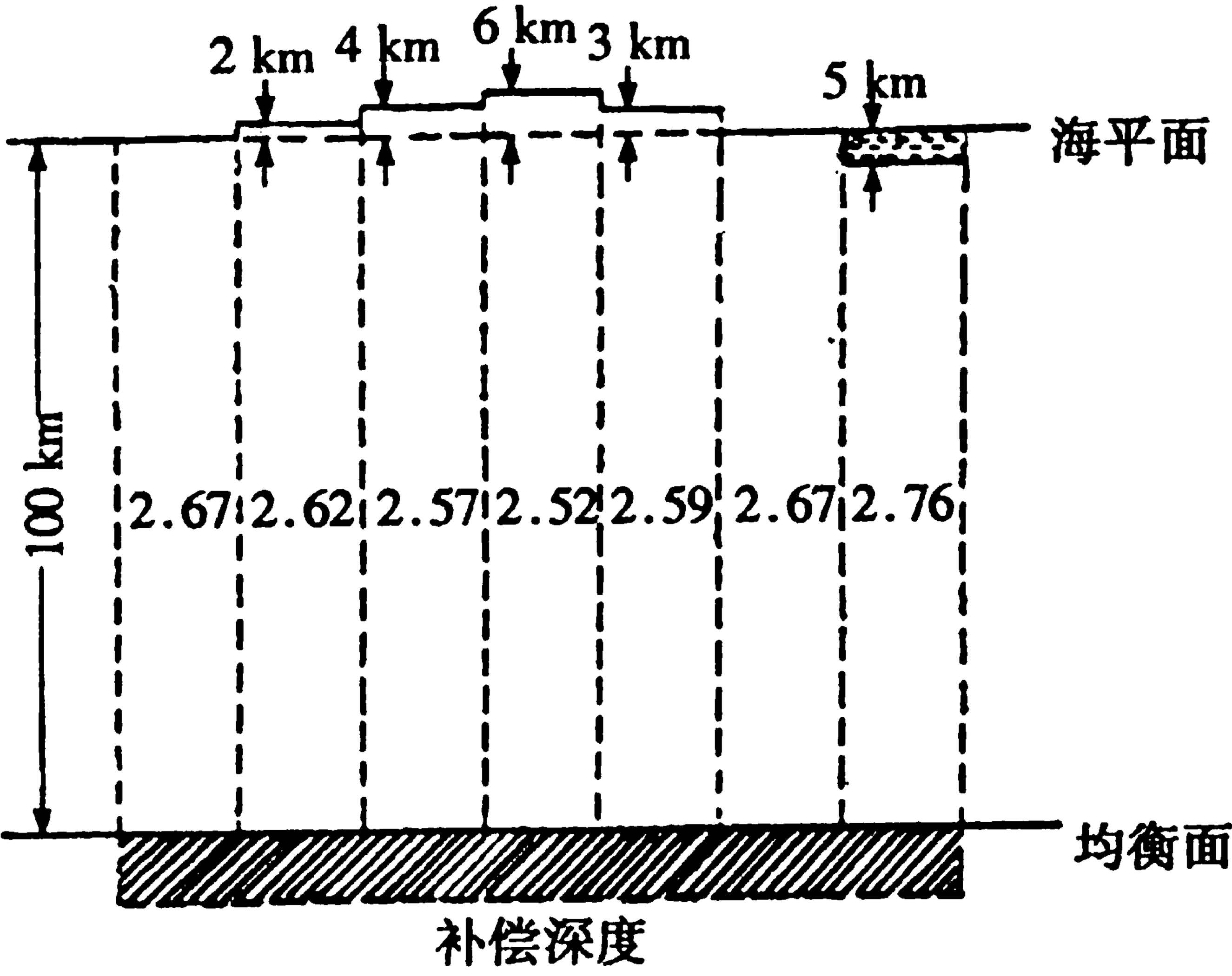



图 2-7　普拉特（J.H.Pratt）均衡模式

（2）艾礼均衡假说是 1855 年艾礼提出的，后经芬兰测量学家海斯坎宁于 1924 ~ 1938 年加以发展并计算的。具体模式见图 2-8。该模式认为地壳是由厚度不同但密度相同的个别岩块组成。这些岩块漂浮在密度比它大的可塑岩浆上面，就像水中的木筏，较厚的岩块侵入岩浆也较深，薄岩块侵入岩浆也较浅。这说明补偿是完全的并且直接发生在这种地形的下面（即补偿是局部的）。又认为地壳密度为 2.67 g/cm$^3$，岩浆密度为 3.27 g/cm$^3$。岩块漂浮在岩浆上面是按阿基米德浮力定律的原理进行的。海平面与岩浆面之间的距离称为正常地壳厚度，一般取 30 ~ 60 km。有人把山越高，地壳越厚的现象称为“山根”，而海洋下面地壳变薄的现象称为“反山根”。因此艾礼均衡假说又称为“山根”学说。

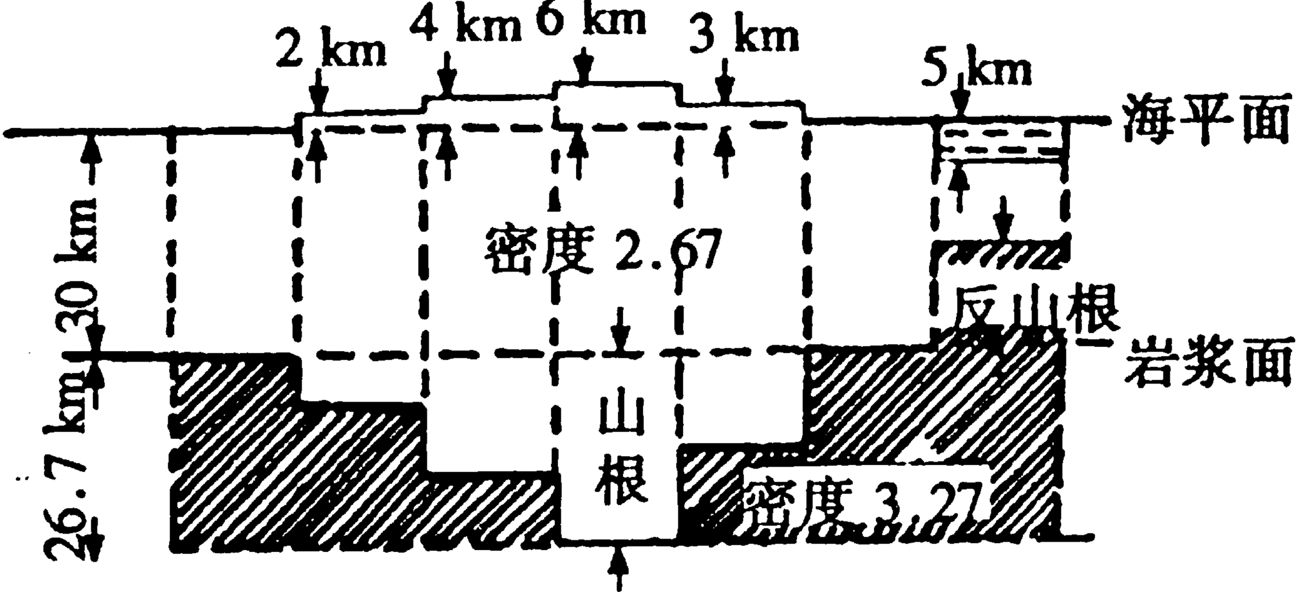



图 2-8　艾礼（G.B.Airy）均衡模式

综上所述，所谓地壳均衡，即是说从地下某一深度算起，相同面积所承载的质量趋于相等。地面上大面积质量的增减，在地面下相对应的必有所补偿。

除以上介绍的二种均衡假说外，还有一种叫维宁·曼乃兹均衡假说。这种假说与艾礼均衡假

说相类似，只不过艾礼假说是在地下进行局部补偿，而它是进行区域补偿。看起来，维宁·曼乃兹均衡假说比较合理，但计算比较复杂，所以至今没有得到很好的推广。

### 二、均衡改正

利用重力资料研究地壳均衡状态，首先要对重力观测结果进行均衡改正以便获得重力均衡异常。均衡改正的计算方法与所采用的均衡假说有关，但总体上都分两步进行：

一是由重力观测值中减去整个海平面以上所有物质对测点引力的垂直分量（即重力），这一步称为地形改正；二是将参与地形改正的全部质量填入地球内部（海平面以下），使地壳填至均衡状态，此时或按均衡密度差（普拉特假说）或按均衡深度（艾礼假说）引入改正值。这一步称为补偿改正。

经过以上两步改正之后，测点的重力值相当于地球的自然表面与海平面重合，地壳内部物质为均匀情况下的重力值。但此时测点仍"悬"在空中，所以还要引入一个高度改正使测点置于海平面上。

### 三、均衡异常

经过纬度、高度及均衡改正的异常，称为均衡异常。均衡异常在研究地壳运动和地壳结构中具有独特的意义，有时还成为解释许多地质现象的基本依据。例如根据重力资料曾提出，在山群下面有很深的山根，即地表地形的隆起对应于莫霍界面的坳陷。而深的构造坳陷及具有很厚且较新沉积物的深海洋盆却对应于反山根，即莫霍界面的突起。这种关系后经地震资料证实，一般情况下都是正确的。但只有在大面积（几百或上千平方千米）范围内才有意义。均衡异常的平均值有以下三种情况：

$\overline{\Delta g_{均}}=0$，相当于区域均衡补偿接近于平衡状态。

$\overline{\Delta g_{均}}>0$，相当于区域均衡补偿过剩，即地壳中有剩余质量存在。

$\overline{\Delta g_{均}}<0$，相当于区域均衡补偿不足，即地壳中质量亏损。

以上三种情况可用水中漂浮的冰块加以描述，见图 2-9。根据这个道理，现代构造运动活跃的造山带或深海沟（都伴有强烈的地震活动），可以用构造活动本身来解释这里发现的均衡异常。按板块构造理论，海沟正是岩石圈向地幔俯冲的地带，较轻的岩石圈由于地幔对流而使其较深地插入软流圈里，出现了局部的负异常。而造山带是由于地壳深部有向上的挤压力（热的地下物质的相变以及软流圈对流）使较轻的地壳升起。在地壳升起的过程中，由于流体静力平衡作用，山根也会增厚，但增厚的速度小于地壳上升的速度，所以质量过剩，出现正的均衡异常。只有那些

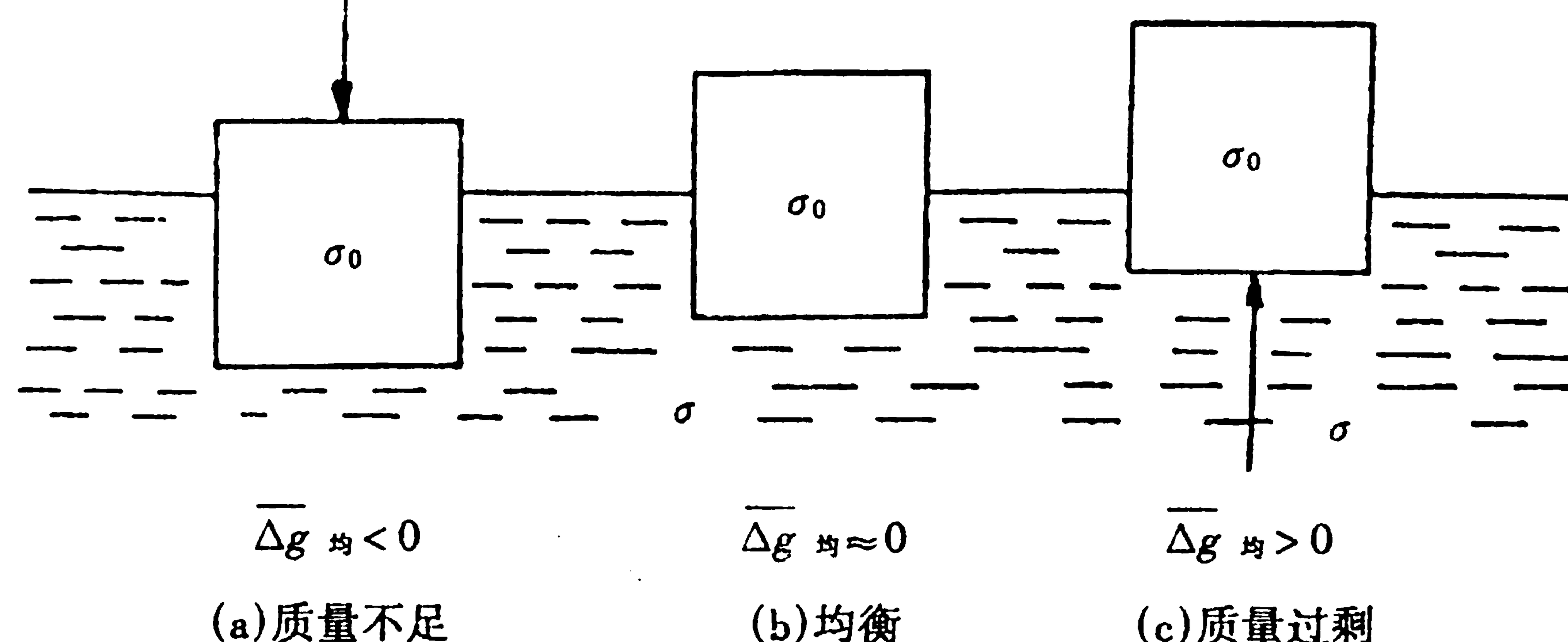



图 2-9　均衡异常的三种情况

现代构造运动微弱或相对稳定的地台及古陆地区才能达到均衡平衡状态，均衡异常接近于零。

地壳均衡现象还可通过布格异常的分布特征观察到。例如，随着海水深度的增加，正的布格异常值愈来愈高；而随着大陆上地形高度的增加，负的布格异常愈来愈低。这种现象定性地说明了地壳均衡的存在。地壳均衡问题是比较复杂的，随着地壳构造运动、冰川融化和山脉的破坏，也将导致地壳均衡不断地遭到破坏。另一方面，通过大面积长期的地壳深部物质的水平移动又会使不均衡地区逐渐达到均衡。因此，利用重力资料研究地壳均衡状态，仅有空间分布资料还不够，还必须同时研究重力随时间变化的规律。

鉴于重力均衡异常的计算比较复杂，在有些地区甚至不可能，所以有时用自由空气异常来代替它。因为小比例尺的自由空气异常在地形平均高度与海水平均深度不超过 2000 m 的范围内，可一级近似地看成为均衡异常。图 2-10 所提供的穿过南太平洋坦噶海沟的重力异常剖面图就显示了这种特点。

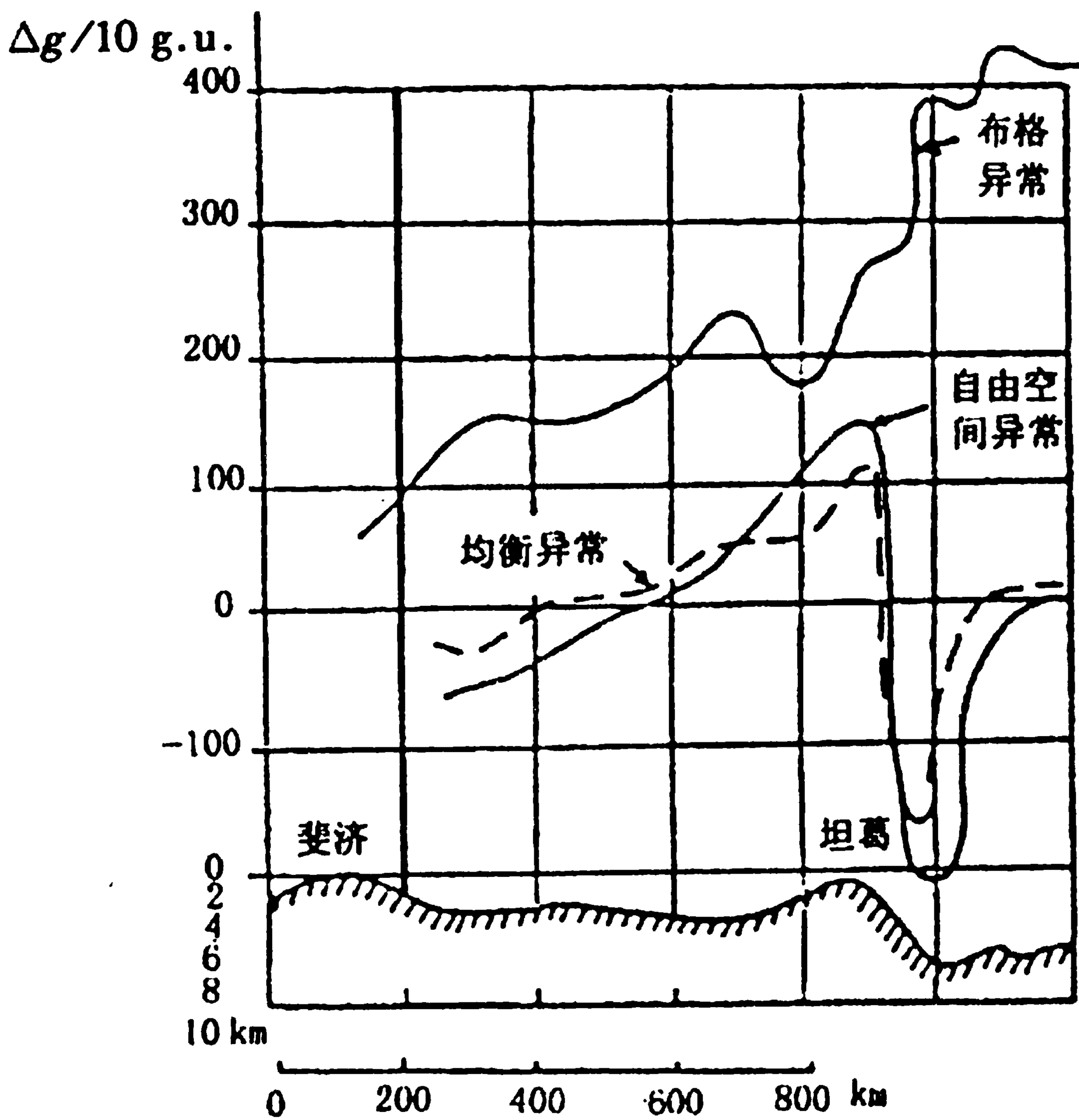



**图 2-10　穿过太平洋坦噶海沟的海底地形和重力异常剖面**

## 四、自然界的地壳均衡

许多大陆在冰后期的抬升为均衡的存在提供了一些更可信的证据。例如斯堪的纳维亚半岛陆地的隆起，它有地质的、大地测量的以及潮汐压力计测量的潮汐方面的证据。凭借测量该区不同部位古海岸线的高度，已有可能确定陆地隆起的数量以及速度。研究第四纪的地质学家们普遍认为，这个地区的陆地表面从更新世冰川作用以来大约已经上升了 500 m。大地测量方法对于测定隆起的速度是准确的。图 2-11 是精密水准测量得到的大约以 30～40 年时间间隔所获得的隆起速度（其单位为厘米/百年）的等值线图。图中看出，波的尼亚海湾中部，隆起速度最快，大约每年 1 cm。这个值向边缘逐渐下降。在零值线以外陆地是下沉的，当然下沉的速度是相当缓慢的。

上述陆地隆起和下沉现象可以解释如下：在最近冰川期期间，承载厚冰帽（大约 2.5 km 厚）的斯堪的纳维亚陆地已经沉入地幔 600～700 m。自从冰川融化以来（大约 1 万年以前），该陆地遵照流体静力平衡原理已经不断上升。上升最快的地方发生在波的尼亚海湾附近，每年 1 cm 左右。至今为止，斯堪的纳维亚中心地带的隆起以及边缘附近的沉陷仍然在继续着，可以说这是地壳均衡的活证据。它表明在地壳下物质（即地幔物质）正在向中心隆起区流动，由于地幔物质的

高黏度，所以冰期时代向边缘移动的地壳下面物质还没有来得及完全移动回来，造成在中心下面物质亏损，出现了负重力异常。在波的尼亚海湾上的负重力异常就达到了 500 g.u.。尼斯卡宁根据几条剖面负异常量级，估算该区在均衡补偿恢复以前，该地区大陆仍要上升 200 m 左右。

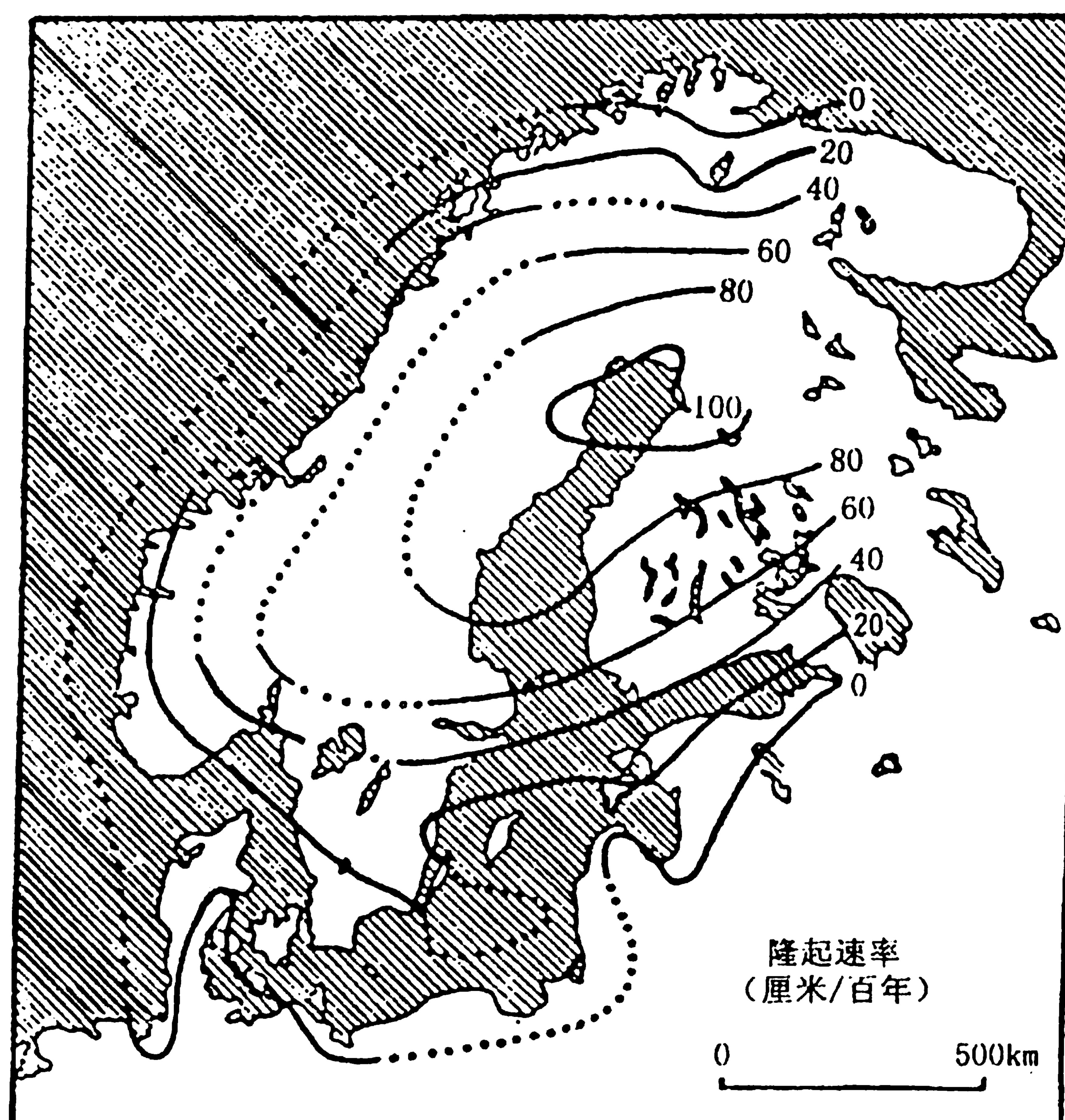



图 2-11　斯堪的纳维亚地区冰后期的隆起

在格陵兰和南极能够看见自然界地壳均衡实验的其它例子。这些陆地表面在大冰层覆盖以前显然是在海平面以上的。后来由于陆地表面承载厚冰层而下沉到海洋面之下以保持平衡。根据地震资料证实，格陵兰地区由于厚冰层的覆盖，该区基底已下降到海平面以下 250m 的深处。如果说在格陵兰和南极看见的是第一阶段的自然界均衡实验，那么在斯堪的纳维亚半岛看见的则是第二阶段的实验。

喜马拉雅山，特别是珠穆朗玛峰地带目前存在大约 1200 g.u. 的正均衡异常。这说明该区地下质量过剩，分析原因是由于印度板块向北挤压所致。而最大的负均衡异常是沿着印度尼西亚岛弧附近的海沟地带分布。该区出现的最大可达 – 2000 g.u. 的均衡异常应解释为岩石圈较深插入（可达几百千米）地幔的结果。

如果地球表面物质是受到弹性的支撑，那么可以把均衡异常的存在看作是地幔中长期受力的证据。如果它们是起因于对流流体密度的差异，它们就可以看作是对流的证据。对这点来说，研究由人造卫星重力观测所揭示的大规模物质的异常也许是有意义的。大地水准面的波动反映地球内部物质普遍的不均匀性，见图 2-12。图中大地水准面高程等值线的间隔为 10m；高的大地水准面对应于在下面存在高密度的岩体，而低的大地水准面对应于低密度的岩体，这些岩体的具体位置可能在地幔之内。因为这些大的物质异常与大陆和海洋确定的表面物质分布没有什么明显的对应关系。况且地球表面大部分地区一般都处于均衡平衡中，所以地壳厚度与其内部的密度变化不能引起这些异常。在下地幔内也未必存在着这样大的密度差，以致能引起如此大幅度的大地水准面异常。最可能的解释是：这些异常是由上地幔内横向密度变化引起的。我们能够看到高的大地

水准面与新近的构造活动之间在某种程度上存在着一定的相互关系。例如北大西洋区的大地水准面高，中心位于冰岛西南大西洋中脊上空，它可被认为是地壳扩张的位置。西南太平洋的大地水准面高，中心在新几内亚—所罗门群岛区的上空，看来是地壳收缩之处。然而较矛盾的是，如果地幔的对流是一个因素，那么上述两地区就应是相反符号的。另外，在印度洋盆地锡兰岛正南方向的稳定地区，表现出较为强烈的大地水准面降落（重力低），目前还没有得到合适的解释。尽管如此，一般认为最可能的解释是在上地幔内存在张应力或压应力与温度反常相结合，会导致大规模的物质异常。在那里通过矿相的变换能够产生异常的物质。

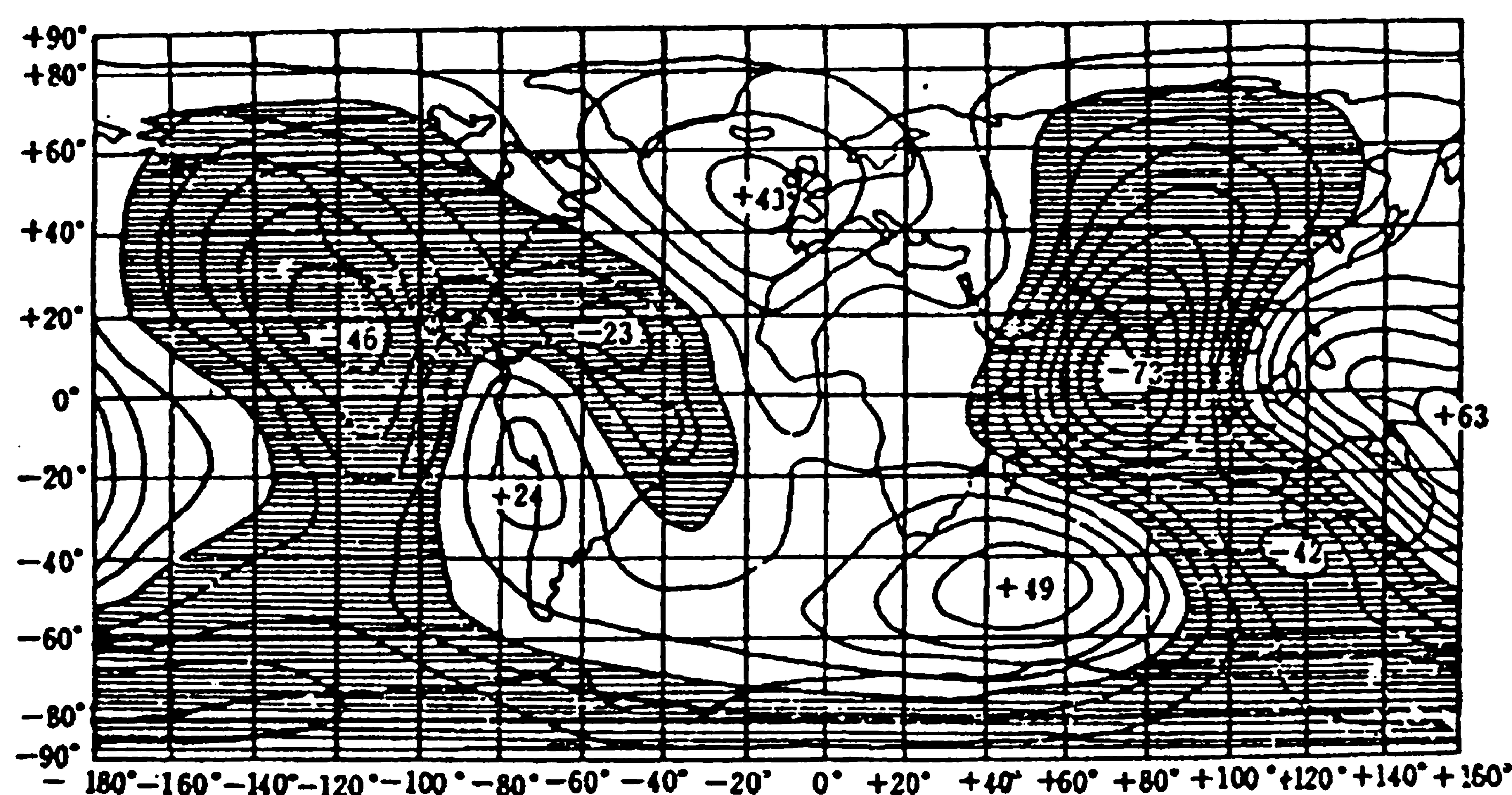



**图 2-12　由卫星观测确定的第六阶大地水准面的高程曲线**

## §2.4　重力资料的分析与解释

重力野外测量结果经过所有必要的校正之后，通常得出的是一幅异常等值线图。重力异常解释的最终目的是由异常图推断研究地质构造体及各种矿产的分布及产状。

### 一、重力异常的多解性

重力异常的多解性是由重力异常的复杂性和反问题解释的非单一性决定的。

（一）重力异常的复杂性

重力异常的复杂性是多种地质因素的一种反映。前面讲过，从地表到地下深处甚至到上地幔，只要存在密度差异，就能引起重力异常。所以，任何测点的观测值，虽然经过了各种改正，但它们仍代表了从表层以下许多物质分布的叠加效应，即来源于不同的深度。这样只有用各种方法把来自不同深度的异常成分区分开来，才能着手进行解释。

（二）重力场反问题解释的非单一性

在重力解释中，根据已知地质体的产状研究它引起的异常特点、分布范围等称为解释中的正问题；而把根据异常的特点及变化规律研究地质体的产状问题称为解释中的反问题。

对已知物质分布，确定它产生的重力场是较为容易的，因为正问题的解是单一的。而反问题的解却较困难且存在多解性。这是重力场的等价性决定的，即地下不同深度、形状、密度的地质体在表面可引起同样的重力异常。以上情况给重力异常的解释带来一定困难。因此，在重力资料解释中，必须强调与地质和其它地球物理资料的综合解释，方可缩小解释的多解性，使最后的解

释与实际情况更加符合。

## 二、重力异常的划分

重力异常是由从地面到地下数十千米甚至到上地幔内部物质密度的不均匀引起的。这一方面说明它可以应用于不同深度的探测目的；另一方面又说明异常的复杂性，它给寻找地下矿产和探明地下构造带来一定的困难。因此，在重力资料解释时，一般需要对异常进行划分。把深部或较大的地质构造引起的区域性背景场称为区域异常；而把与矿体和局部构造有关的异常称为局部异常。局部异常是从整个异常中减去区域异常的剩余部分，所以又称剩余异常。对于不同的勘探目的，所要保留的异常成分也不同。异常的划分就是将异常场分解为两个或几个不同的部分，把需要的保留下来，不需要的消除掉，一般采用的方法有图解法和数学分析法。

### （一）图解法

图解法又叫徒手圆滑法。它划分异常的方法是通过对观测异常场的光滑平均，来求得区域异常。或者当区域异常变化较规律时，也可以从观测异常图上直接获取区域场。然后利用观测异常减去区域异常而得到局部异常。该方法获得区域异常形式简单，但效果不比其它复杂公式得到的差。在电子计算机普遍应用的今天，该方法仍有很多人在应用。

### （二）数学分析法

该方法又叫重力场的平均法，是一种广泛采用而且效果较好的方法。它是采用一定形式（如正方形、六边形、八边形等）的图板，求出均匀分布在图板边缘上若干点的重力平均值，并把它作为图板中心点（位于测点上）的区域异常值。然后用中心点异常减去区域异常值使得到该点的局部异常值。该方法没有主观偏见，但过程死板，没有考虑可能影响解释的已知地质因素。

### （三）重力高阶导数法

将重力异常沿垂直方向求一阶导数（即$\partial\Delta g/\partial Z$ 或写 $\Delta g_z$）或二阶导数（$\partial^2\Delta g/\partial Z^2$ 或 $\Delta g_{zz}$），可使异常所含成分的比例发生变化，有利于对异常的划分。从位场理论可知，不同阶次的重力导数对不同埋深的物质反映是不同的。现以质量为 $M$、中心埋深为 $h$ 的球体重力各阶导数的极大值为例：

$$\left.\begin{aligned}\Delta g_{max} &= GM\frac{1}{h^2}\\ \Delta g_{zmax} &= 2GM\frac{1}{h^3}\\ \Delta g_{zzmax} &= 6GM\frac{1}{h^4}\end{aligned}\right\}\qquad(2.20)$$

由此可见，随着球体埋深增大，高阶导数 $\Delta g_{zz}$减小得很快（它与埋深 $h^4$ 成反比），而重力 $\Delta g$ 相对变化较小。例如，质量相等的球体，当埋深分别为 $0.5h$、$h$、$2h$ 时，其重力各阶导数的极大值之比为

$$\left.\begin{aligned}(\Delta g_{max})_{0.5h} : (\Delta g_{max})_h : (\Delta g_{max})_{2h} &= 16:4:1\\ (\Delta g_{zmax})_{0.5h} : (\Delta g_z\ max)_h : (\Delta g_{zmax})_{2h} &= 64:8:1\\ (\Delta g_{zzmax})_{0.5h} : (\Delta g_{zzmax})_h : (\Delta g_{zzmax})_{2h} &= 256:16:1\end{aligned}\right\}\qquad(2.21)$$

这说明深部物质很少在高阶导数中得到反映，只有埋深浅的物质才会引起高阶导数较大的变化。图 2-13 是地下两个大小不一、埋深不等的球体。浅部小球的布格异常在图中并不明显，而明显反映的是大球的异常。但对重力异常求取二阶垂直导数 $\Delta g_{zz}$后，深部大球引起的“区域异常”实

际上已被压抑，而浅部小球引起的“局部异常”得到了充分的显示。因此有理由认为，高阶导数异常主要反映局部异常。

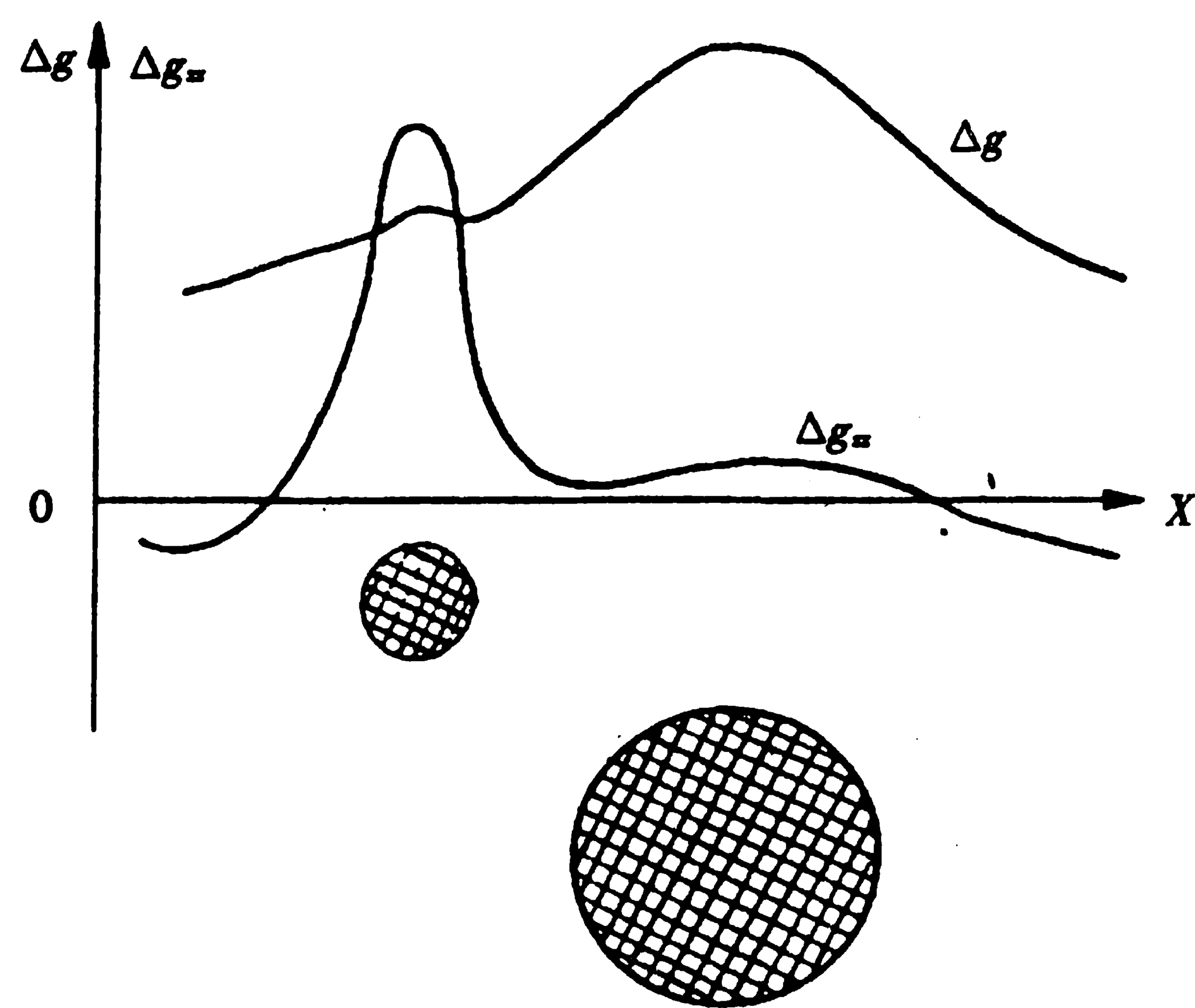



**图 2-13　不同埋深物体在高阶导数中的反映**

重力高阶导数不仅能划分异常，还可用来提高对异常的分辨能力，区分多个地质体产生的叠加异常，见图 2-14。图中在两个平行排列的水平圆柱体上方，重力异常已经叠加在一起，完全反映不出下面有两个物体，但重力二阶垂直导数却能清晰地把它们区别开来。

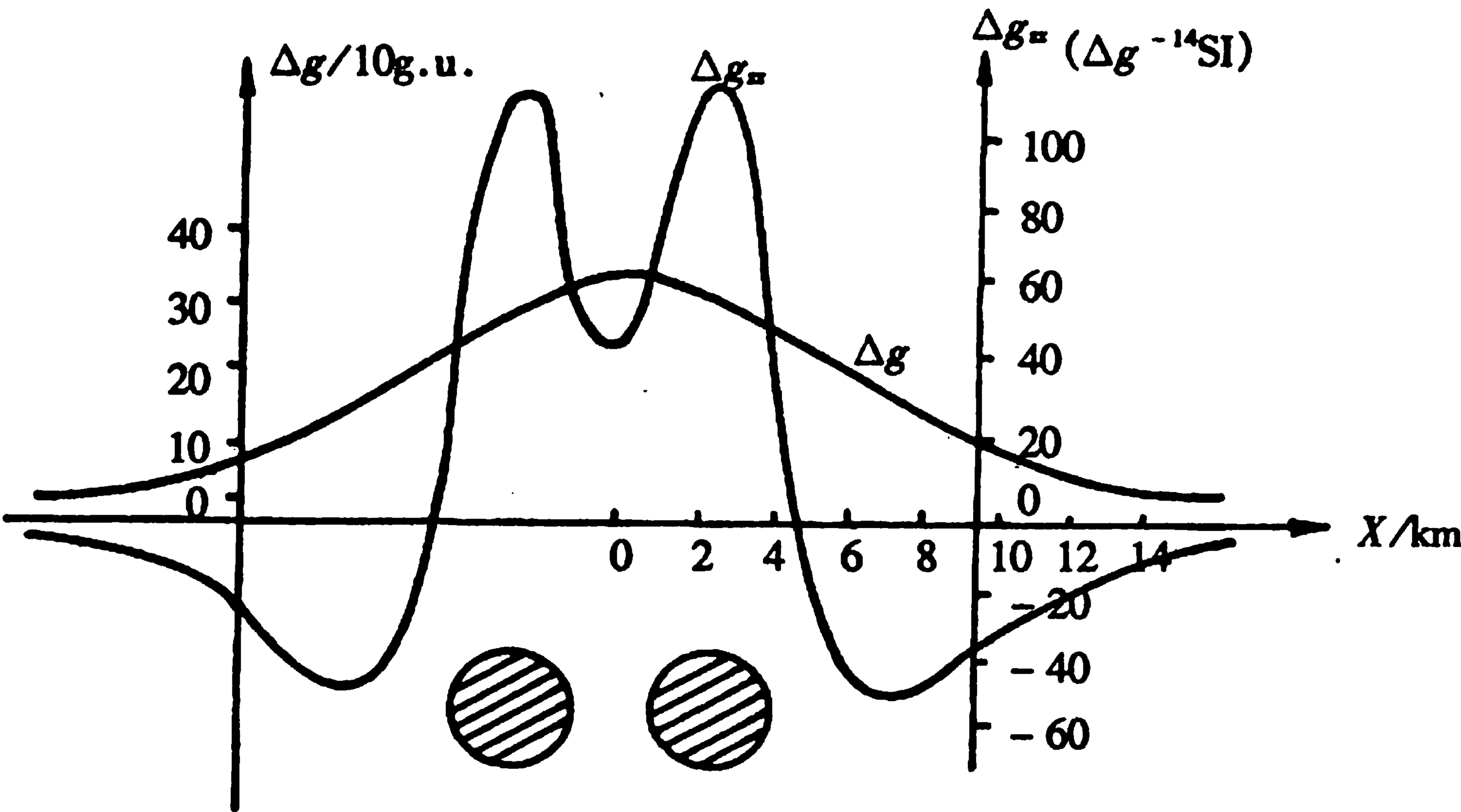



**图 2-14　用重力高阶导数区分叠加异常**

综上所述，重力高阶导数的作用可归纳为以下几点：突出反映浅部地质因素，压制区域性深部地质因素的影响；可以同时将几个互相靠近，埋深相差不大的相邻地质因素引起的叠加异常划分出来；重力高阶导数具有自己的物理意义，在不同形状地质体上，它的异常有不同的特征，有助于异常的分类与解释。

（四）重力场的解析延拓

重力异常是随着场源深度的变化而变化的，当叠加异常的场源深度不同时，它们随着观测平面高度的变化而增减的速度也不同。浅部地质因素所引起的异常随观测平面高度的变化具有较高的敏感性，而深部地质因素却显得比较迟钝。因此，在异常的划分中，人们提出用异常的空间换算方法来划分不同深度的叠加异常。这项工作称为异常的解析延拓。常用的解析延拓方法有向上延拓和向下延拓两种。向上延拓是将地面实测的异常换算为地面以上另一高度观测面上的异常；而向下延拓则是根据地面实测异常求取地下某一深度（场源深度以上）观测面上的异常。

一般来讲，向上延拓总是给出比原来更平滑的异常图。对于划分起因于较深场源的异常效果较好，它使叠加异常中的浅部地质因素的影响减弱，而深部地质因素的影响相对得到加强。而向下延拓可以使浅部地质因素的影响相对增强，深部因素的影响相对减弱。但是，当向下延拓的深度大于或接近于场源深度时，延拓后的场会显示出急剧的波动。在某种情况下，波动开始时的水平面可能给出场源异常物体的顶部深度。从上面讨论可知，解析延拓对于划分来自不同深度的场源异常特别有用。

图 2-15 中曲线 1 是两个质量和埋深相差很大的球体引起的叠加异常。曲线 2 是将此叠加异常换算到地面以上某一高度得到的异常，图中可见局部异常（小球引起的）成分已被消去，而区域异常（大球引起）变化不大。利用曲线 1 减去曲线 2，使得到曲线 3。曲线 3 中，区域异常几乎消除殆尽，而局部异常得到了显示。图中虚线的大球和小球相当于观测面抬高的位置（埋深加大）。图中正、负号表示引起曲线 3 的剩余质量符号。如果把图中曲线 2 当作实测异常，曲线 1 看作是曲线 2 延拓到地下某一深度的异常，显然向下延拓突出了浅部球体引起的局部异常。

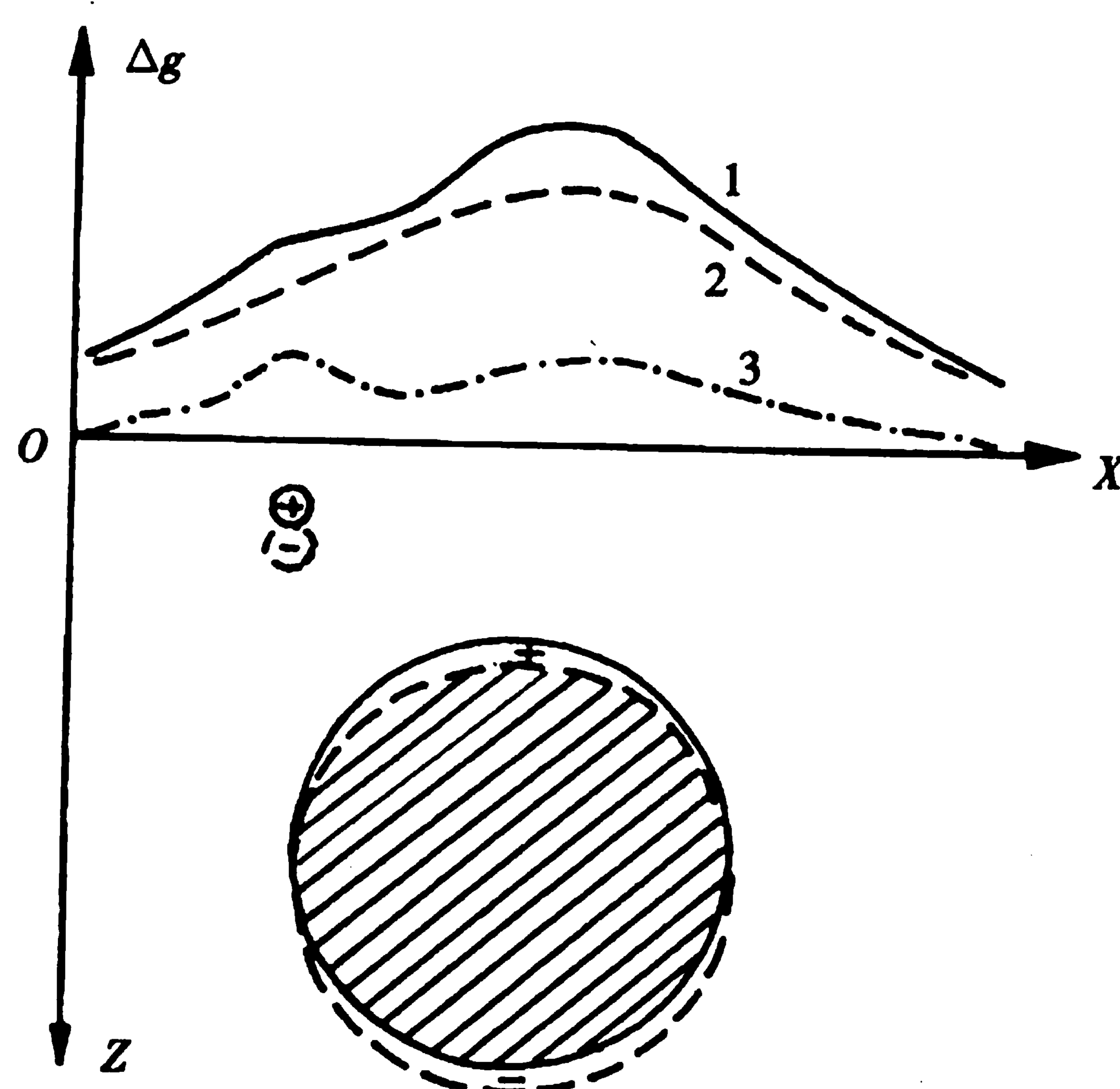



**图 2-15　重力异常解析延拓的原理**

从以上讨论可知，向上延拓相当于“低通滤波”，对异常起圆滑作用。当原始异常的精度较低时，对向上延拓结果影响不大，仍可得到比较圆滑的异常。而向下延拓要求原始异常精度较高，因为向下延拓相当于“高通滤波”，由于个别点的误差经过“放大”会使延拓后的异常出现强烈的跳动。因此，对异常向下延拓时，首先要对异常的数据进行圆滑，然后再进行。

## 三、规则几何形体参数的计算

在粗略估计或准确计算地质体的产状要素时，一些规则几何形状地质体总是起着重要的作用。这不仅因为自然界许多地质体在一定的精度范围内可近似地看作规则形体，而且任何复杂的形体都可以分解为许多规则形体。所以，规则形体的参数求出之后，通过叠加组合便可求出复杂形状地质体的参数。

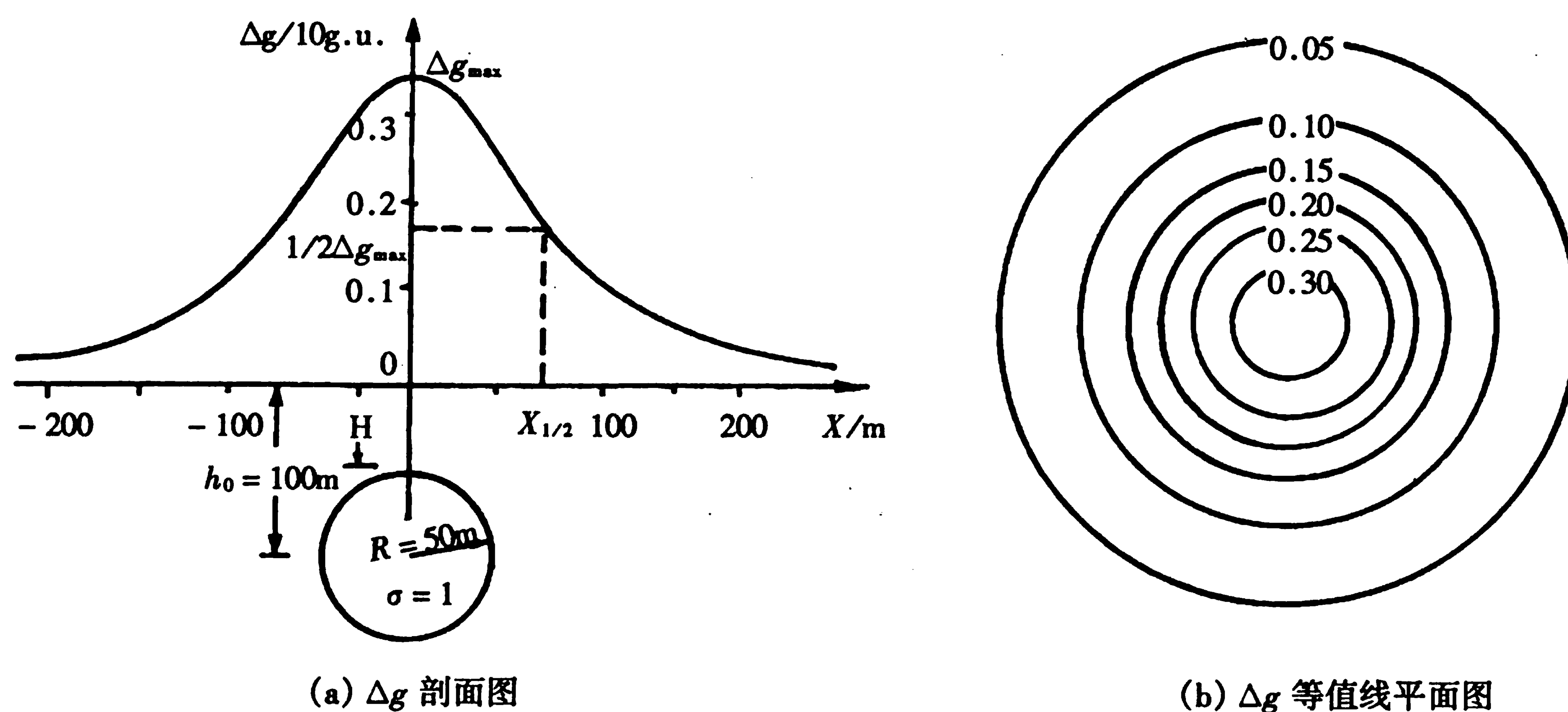
### （一）球体

自然界中一些近似于等轴状的地质体，如盐丘、矿巢等都可近似地当作球体来研究。假设以球体中心在地面的投影点为坐标原点，球体的中心埋深为 $h_0$，与围岩的密度差（又称剩余密度）为 $\sigma$，则剩余质量 $M=\frac{4\pi R^3\sigma}{3}$将在地面上产生重力异常。$\sigma$ 为正时，异常为正；反之，异常为

负。计算时可把全部剩余质量当作集中于球心的一个质点来看待。这样，球体在地表面 $x$ 轴上任意一点产生的重力异常为

$$\Delta g = \frac{GMh_0}{(x^2 + h_0^2)^{3/2}} \tag{2.22}$$

式中 $x$ 代表测点的横坐标值，$G$ 为万有引力系数。利用（2.22）式计算并画出球体在地面上引起的重力异常，见图 2-16。图中看出，$\Delta g$ 剖面曲线对称于纵轴。极大值正好位于球心上方，向两侧 $\Delta g$ 异常逐渐下降；而 $\Delta g$ 平面图为一系列以球心为中心的同心圆。在球体顶部等值线较稀，向外变密，然后又变稀。




(a) $\Delta g$ 剖面图　　(b) $\Delta g$ 等值线平面图

图 2-16　球体的重力异常

当 $x = 0$ 时，$\Delta g = \Delta g_{max}$，表达式为

$$\Delta g_{max} = \frac{GM}{h_0^2} \tag{2.23}$$

为了求得球体的产状，利用 $\Delta g$ 剖面曲线的半极值点所对应的横坐标 $x_{1/2}$，可求出

$$h_0 = 1.305 x_{1/2} \tag{2.24}$$

利用极大值公式可求出剩余质量

$$M = \Delta g_{max} h_0^2 / G \tag{2.25}$$

若 $h_0$ 以 m、$\Delta g$ 以 g.u. 为单位时，则（2.25）式可写成

$$M = 14.99 \times 10^3 h_0^2 \Delta g_{max} (Kg) \tag{2.26}$$

如果知道球体与围岩的密度 $\sigma_1$ 和 $\sigma_0$，就能求出球体的真实质量

$$M_{真} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_0} M \tag{2.27}$$

利用球体的密度与质量，可求出球体的体积，随之求出球体的半径 $R$。中心埋深 $h_0$ 减去 $R$ 即得球体上表面的埋深，$h_0$ 加上 $R$ 即为球体下表面的埋深。

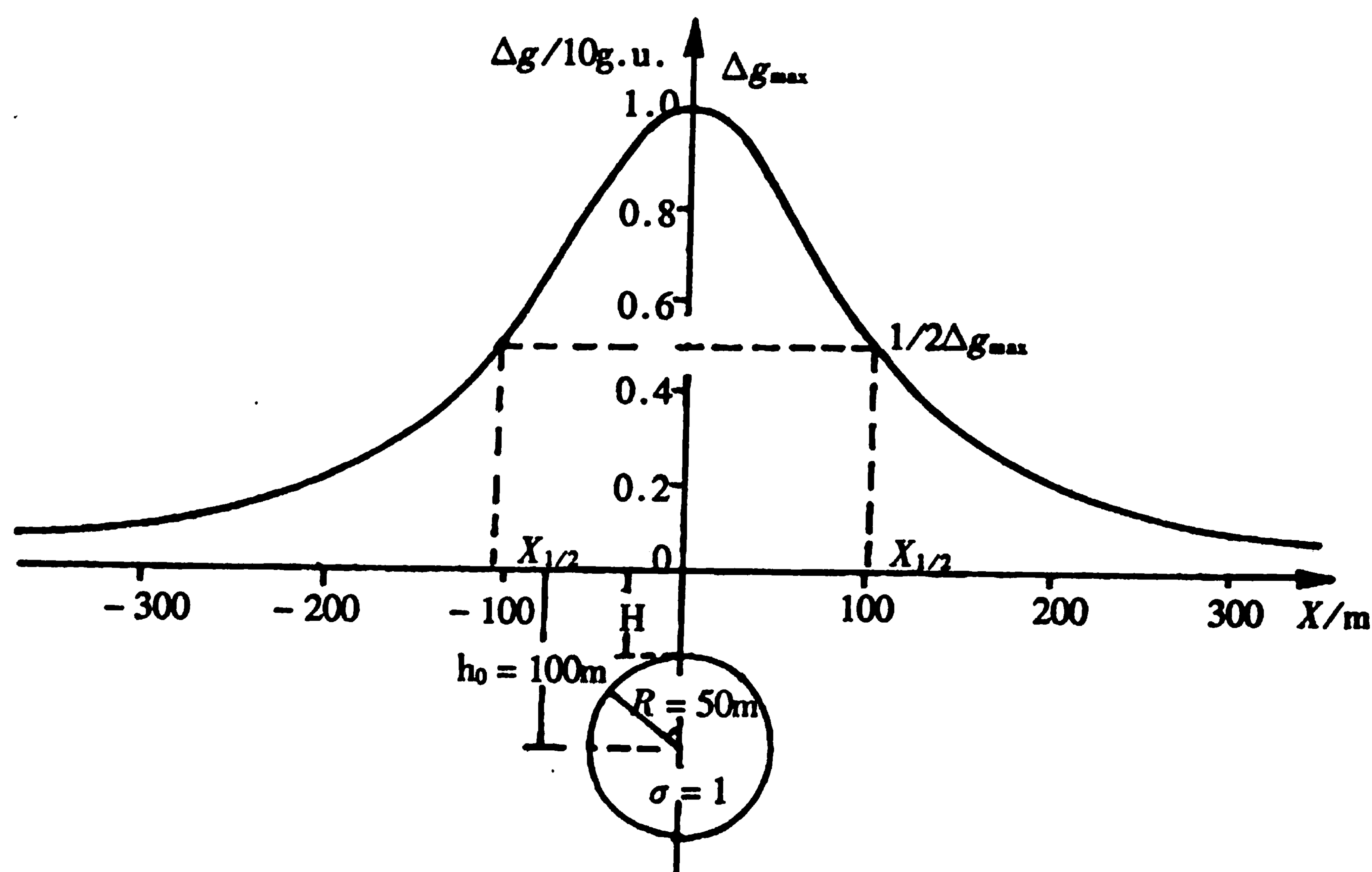
（二）水平圆柱体

实际工作中，横截面积接近圆形的扁豆状矿体，长轴状背斜、向斜等都可当作水平圆柱体来看待。沿走向无限延伸的水平圆柱体可视为全部剩余质量集中在轴线上的一条物质线。当以柱体轴线在地面的投影为 $y$ 轴，$x$ 轴与柱体走向垂直，$z$ 轴垂直向下时，无限长水平圆柱在地面 $x$ 轴上任意一点产生的重力异常为

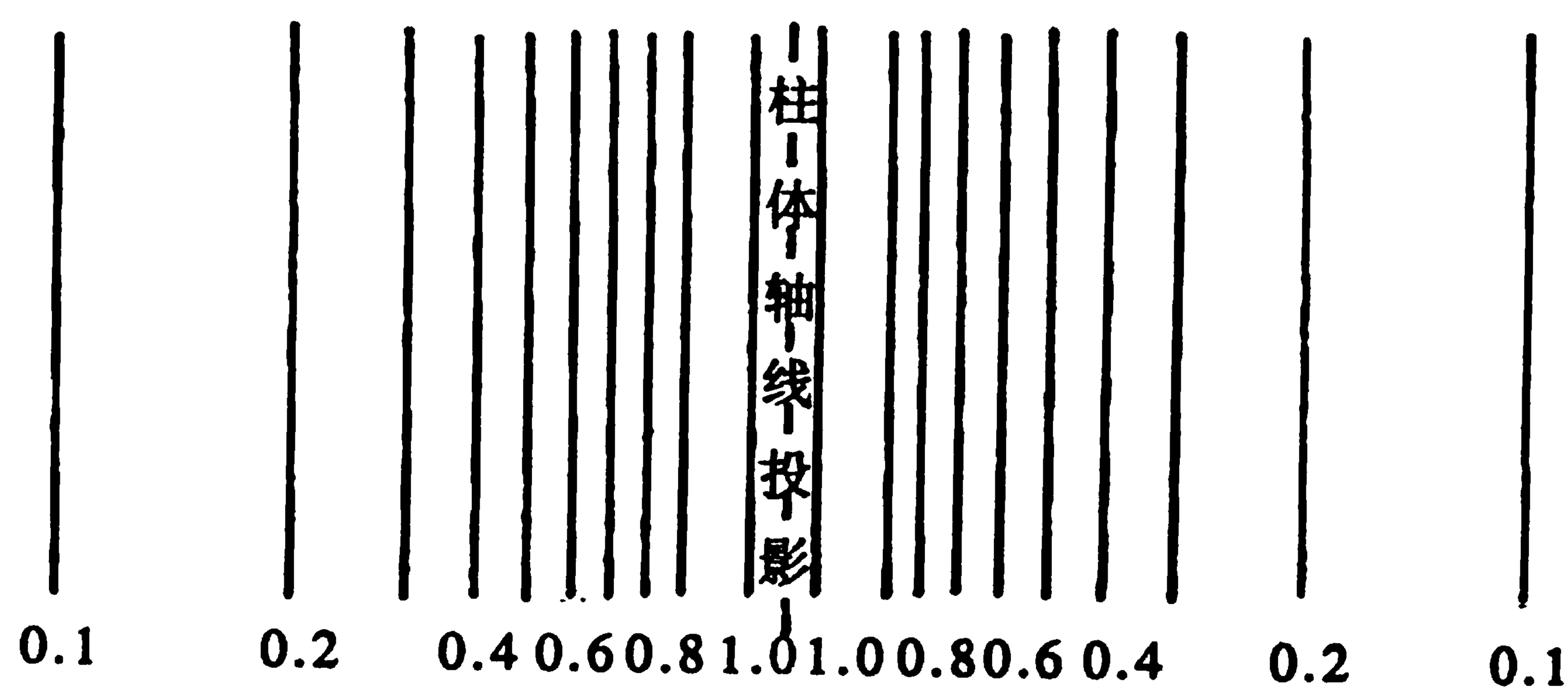
$$\Delta g = 2G\lambda \frac{h_0}{x^2 + h_0^2} \tag{2.28}$$

式中 $h_0$为圆柱体中心埋深，$\lambda$ 为圆柱体单位长度的剩余质量（即剩余线密度），$x$ 是以圆柱中心在地面投影点为坐标原点的横坐标值。

图 2-17 是利用公式（2.28）计算并画出的水平圆柱体在地表面引起的平面及剖面图。$\Delta g$ 剖面曲线形态与球体类似，以纵轴为对称轴。但平面图分布特点却与球体的完全两样，表现出一组沿走向方向延伸很远直到柱体两端之外才封闭的许多有疏密变化的曲线。图中显示的 $\Delta g$ 等值线是未封闭部分。




(a) $\Delta g$ 剖面图




(b) $\Delta g$ 等值线平面图

**图 2-17　水平圆柱体的重力异常**

沿走向无限延伸的水平圆柱体是二度体，但自然界中实际并不存在真正的二度体。如果要求计算误算不超过 5%，对 $\Delta g$ 异常只要求沿走向的长度约为中心埋深的 6 倍，即可把有限长度的二度体当成无限长来计算。

利用球体的方法，根据水平圆柱体极大值公式以及（2.28）式可求出水平圆柱体中心埋深

$$h_0 = x_{1/2} \tag{2.29}$$

式中 $x_{1/2}$同样为剖面曲线半极值点所对应的横坐标。利用 $\Delta g_{max}$公式可求出单位长度的剩余质量

$$\lambda = 7.496 \times 10^3 h_0 \Delta g_{max} (\text{kg/m}) \tag{2.30}$$

式中 $h_0$、$\Delta g$ 分别以 m 和 g.u. 为单位。设圆柱体与围岩的剩余密度为 $\sigma$，圆柱体横截面的半径为

$R$，则由 $\lambda=\pi R^2\sigma$ 式求出圆柱体上顶埋深为

$$H = h_0 - R = h_0 - \left(\frac{\lambda}{\pi\sigma}\right)^{1/2} \tag{2.31}$$

（三）垂直台阶

断层以及不同岩性层的接触带，都可当作台阶处理。它相当于沿走向无限延伸的半无限大板状物质层。台阶可分为垂直台阶和倾斜台阶，这里只讨论垂直台阶。

当坐标原点选在台阶面与地面的交线上，$y$ 轴与交线重合，$x$ 轴与交线垂直，$z$ 轴垂直向下，剩余密度为 $\sigma$，上、下表面的深度分别为 $h_2$ 与 $h_1$，则垂直台阶在地面上任一点 $x$ 处引起的重力异常为

$$\Delta g = G\sigma\left[x\ln\frac{h_1^2+x^2}{h_2^2+x^2} + \pi(h_1-h_2) + 2h_1\arctan\frac{x}{h_1} - 2h_2\arctan\frac{x}{h_2}\right] \tag{2.32}$$

利用（2.32）式可画出垂直台阶在地面上引起的剖面和平面异常图，见图 2-18。$\Delta g$ 异常剖面图是沿物质层所在方向单调上升，且在台阶升起一侧有极大值。$\Delta g$ 平面图为一系列等值线的

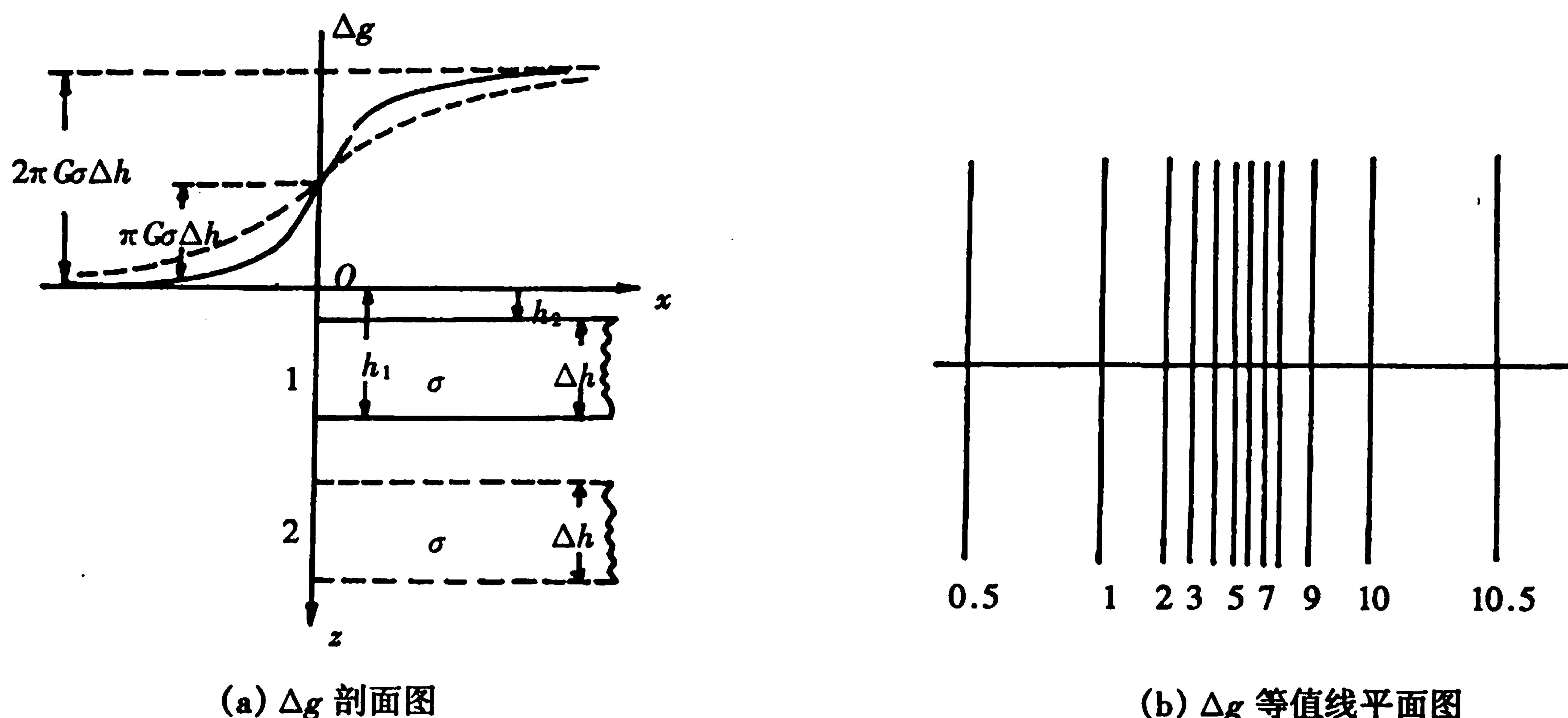



图 2-18　垂直台阶的重力异常

平行线，这些平行线在台阶端面附近最密，向两侧逐渐变稀且异常向台阶上升端单调变大。

当 $x\to\infty$ 时，台阶重力异常取得极大值

$$\Delta g_{max} = 2\pi G\sigma(h_1-h_2) = 2\pi G\sigma\Delta h \tag{2.33}$$

式中 $\Delta h=(h_1-h_2)$ 为台阶的厚度。

当 $x\to0$ 时，取得半极值

$$\Delta g = \pi G\sigma\Delta h \tag{2.34}$$

当 $x\to-\infty$ 时，取得极小值

$$\Delta g_{min} = 0 \tag{2.35}$$

由此可见，在台阶正上方 $x$ 轴向两边延伸较远处，$\Delta g$ 值只取决于台阶的厚度和剩余密度，而与埋深无关。埋深的变化只影响曲线的陡缓程度，埋深越浅变化越陡；反之变化越缓。

当已知 $\Delta g_{max}$ 和 $\sigma$ 时，可由（2.33）式求出 $\Delta h$

$$\Delta h = \frac{1}{2\pi G\sigma}\Delta g_{max} \tag{2.36}$$

### 四、任意形体参数的计算

自然界中存在的地质体无论其外形还是密度分布都是相当复杂的。要想把它们都化简为规则几何形体进行计算是非常困难的。所以还必须研究任意形体参数的定量计算方法。

计算横截面积为任意形状的二度体重力异常，过去多采用量板法，由于量板法已经过时，很少有人应用。现在多采用多边形截面法。该方法的计算原理是，如果二度体的横截面积可以用多边形足够精确地来代替，那么，就可以用直角坐标函数来计算二度体在地面计算点 $O$ 上产生的重力异常。

见图 2-19，在计算中首先用计算点 $O$ 与多边形各边组成 $\Delta OAB$，$\Delta OBC$，…，$\Delta OMA$ 等多个三角形，然后顺时针给各个三角形赋以正、负号（即顺时针为正，逆时针为负）。分别计算各三角形截面积在 $O$ 点引起的正、负重力异常，求和后，即能得出整个多边形 $AB\cdots M$ 在 $O$ 点产生的重力异常。

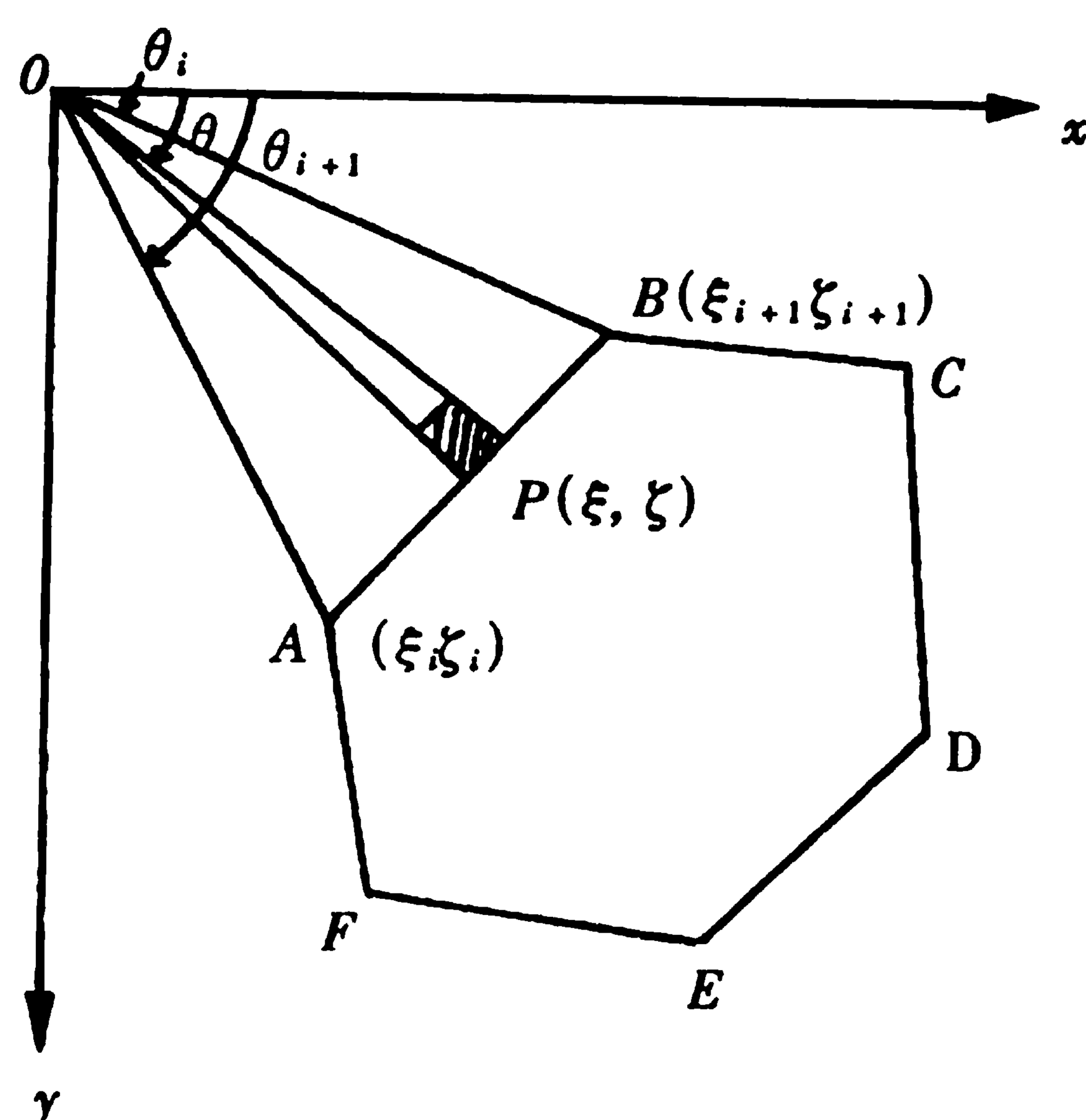



图 2-19 多边形截面二度体与坐标关系

根据水平圆柱体的计算，已知一条不通过 $z$ 轴、沿 $y$ 方向无限延伸的物质线在坐标原点引起的重力异常为

$$dg = \frac{2G\lambda\zeta}{\xi^2 + \zeta^2} \tag{2.37}$$

引入极坐标后，$dg = 2G\sigma\sin\theta d\theta d\rho$，整个三角形 $OAB$ 在原点 $O$ 引起的重力异常

$$\Delta g_j = 2G\sigma\int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}}\int_0^{\rho}\sin\theta d\theta d\rho = 2G\sigma\int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}}\zeta d\theta \tag{2.38}$$

根据两点式直线方程可求出

$$\zeta = \frac{\xi_i\zeta_{i+1} - \zeta_i\xi_{i+1}}{(\zeta_{i+1}\xi_i)\mathrm{can}\theta - (\xi_{i+1} - \zeta_i)} \tag{2.39}$$

将（2.39）式代入（2.38）式，然后积分得

$$\Delta g_j = 2G\sigma\frac{\xi_i\zeta_{i+1} - \zeta_i\xi_{i+1}}{(\zeta_{i+1} - \zeta_i)^2 + (\xi_{i+1} - \xi_i)^2}$$
$$\left[(\xi_{i+1} - \xi_i)(\theta_i - \theta_{i+1}) + (\zeta_{i+1} - \zeta_i)\ln\frac{(\xi_{i+1}^2 + \zeta_{i+1}^2)}{(\xi_i^2 + \zeta_i^2)}\right] \tag{2.40}$$

其中 $\theta = \arctan\frac{\zeta}{\xi}$。整个二度体在 $O$ 点引起的重力异常，即横截面积为 $\Delta OAB$，$\Delta OBC$，…，

$\Delta OMA$ 等 $n$ 个二度体在 $O$ 点引起重力异常的总和，即

$$\Delta g = \sum_{j=1}^{N} \Delta g_j \tag{2.41}$$

### 五、地质体深度与质量的估算

如上所述，当地质体可用某些规则几何形体来模拟时，利用异常半宽度以及异常梯度等就能估算出该地质体的大致深度。但是，当地质体形状不能用规则体模拟时，则很难单值地确定其深度。众所周知，重力异常的梯度是异常源深度的一种标志。史密斯根据这个特点提出了在不考虑异常物质分布形状的前提下，利用重力异常及异常梯度估算最大深度的一些方法。具体有

（1）如果在一条剖面上，已知重力异常的极大值 $\Delta g_{max}$和它的水平梯度极大值 $\Delta g_{xmax}$（$\partial\Delta g/\partial x$的极大值），则物体顶部埋深 $h$ 可表示为

$$h \leqslant 0.86\left|\frac{\Delta g_{max}}{\Delta g_x \max}\right| \tag{2.42}$$

（2）当只有部分重力异常为已知时，则利用同一测点的重力值$\Delta g(x)$和它的水平梯度$\Delta g_x(x)$仍可估算出物体顶部的深度 $h$

$$h \leqslant 1.5\left|\frac{\Delta g(x)}{\Delta g_x(x)}\right| \tag{2.43}$$

以上二式是对三度地质体而言。若对二度体，只要把系数 0.86 与 1.5 分别改为 0.65 和 1.0 即可。使用以上这些关系式的唯一条件是，产生重力异常的地下地质体与围岩的密度差应保持不变。这类关系对于平卧构造产生的异常更为合适。

重力异常的大小是地下剩余质量的直接反映，这样在对异常物体的形状、密度和深度不作任何假定的前提下，根据区内的剩余异常，利用高斯面积分就能单值地确定产生异常的剩余质量，具体公式为

$$M = \frac{1}{2\pi G}\iint_S \Delta g \mathrm{d}S \approx 239 \times 10^3 \sum_{i=1}^{n} (\Delta g_i \times \Delta S_i)(\mathrm{kg}) \tag{2.44}$$

式中 $\Delta g_i$ 是小面积元 $\Delta S_i$（以 $\mathrm{m}^2$ 为单位）内的平均异常，单位为 g.u.。在矿产地球物理中，以上关系是很重要的。但是，要计算矿体的真实质量，就必须知道矿体的密度 $\sigma_1$ 和围岩的密度 $\sigma_0$，然后利用（2.27）式进行计算。

## §2.5 重力异常与地质构造

### 一、决定重力异常的基本地质因素

重力异常是对地下地质构造和矿产赋存情况进行解释的基本依据。它的产生是由地表到地下深处密度不均匀体引起的。综合起来，决定重力异常的主要地质因素有：①地壳厚度变化及上地幔内部密度不均匀性；②结晶基岩内部构造和基底起伏；③沉积盆地内部构造及成分变化；④金属矿的赋存以及地表附近密度不均匀等等。因此，为了更好地进行地质解释，必须首先了解各类地质因素引起重力异常的特征。

（一）地壳厚度变化及上地幔内部密度不均匀性

引起重力异常的深部地质因素主要是地壳厚度的变化，此外，上地幔物质密度的变化在一定程度上也影响重力异常的分布。据测定，上地壳平均密度为2.6~2.7 g/cm³，下地壳为2.9 g/cm³，上地幔为3.31 g/cm³。可见康氏界面，莫霍界面都是明显的密度分界面。它们的起伏对重力场基本背景起着决定性的影响。地壳增厚，显示重力低；反之显示重力高。地壳厚度可由海洋区最薄的5 km变到高山区最厚的70 km，相应地布格异常也从+4000 g.u.变到-5000 g.u.左右。图2-20是穿过青藏高原南北向布格异常与地形、地壳厚度对比图。从图中看出，青藏高原的地壳厚度从南到北由35 km增大到70 km左右，喜马拉雅山正处在重力异常的梯度带上。

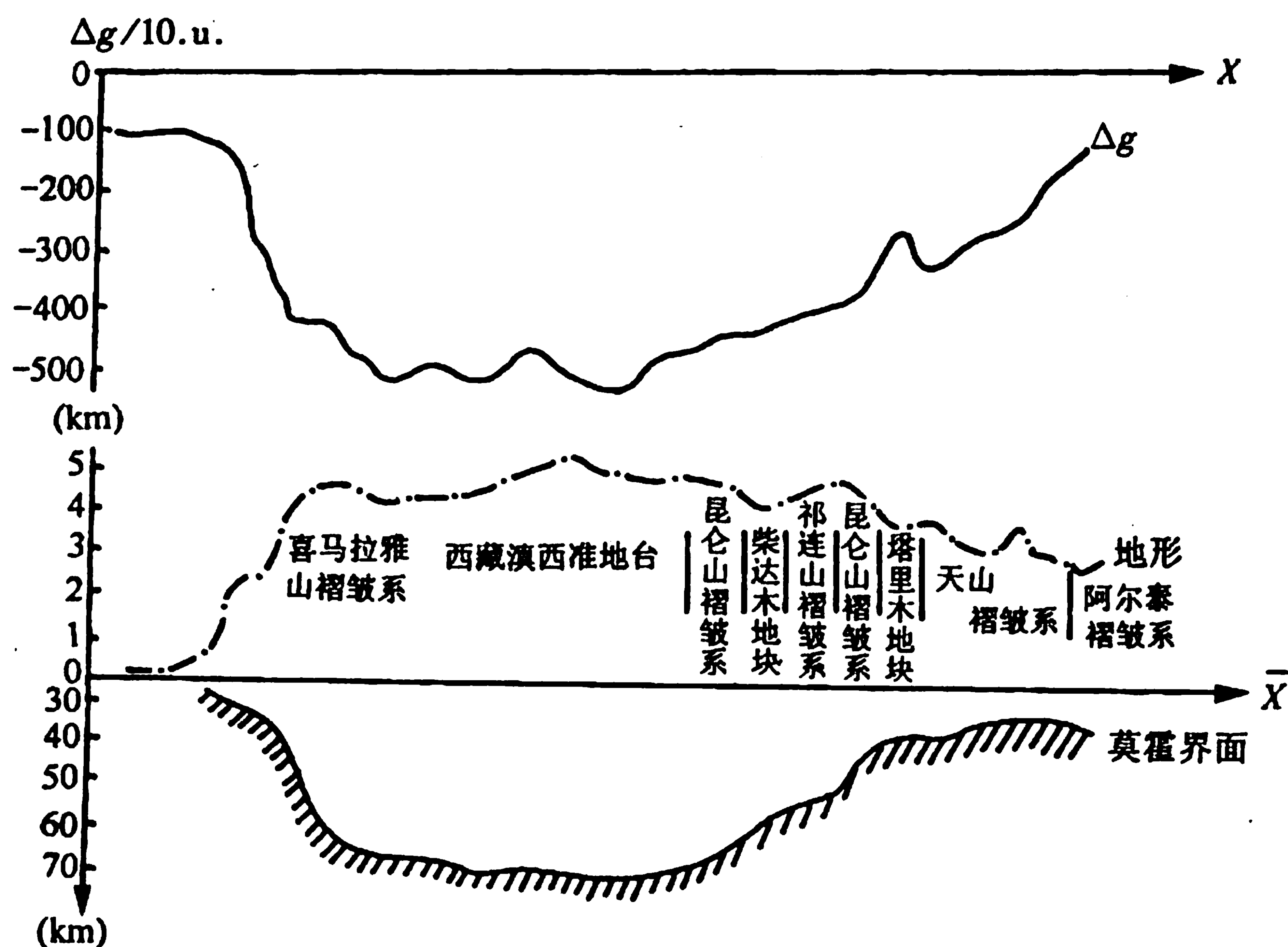



图2-20　横穿青藏高原南北剖面布格异常、地形与地壳厚度对比(示意)图

除地壳厚度变化外，上地幔物质密度的不均匀性也会引起重力异常。图2-21是日本东北部已消除了地壳厚度变化影响后的布格重力异常，它反映出有一高密度俯冲带（密度差$\sigma=0.07$ g/cm³）已插到约200 km深处的上地幔中。

以上介绍的深部地质因素引起的异常范围达上千平方千米，幅度达几千重力单位。

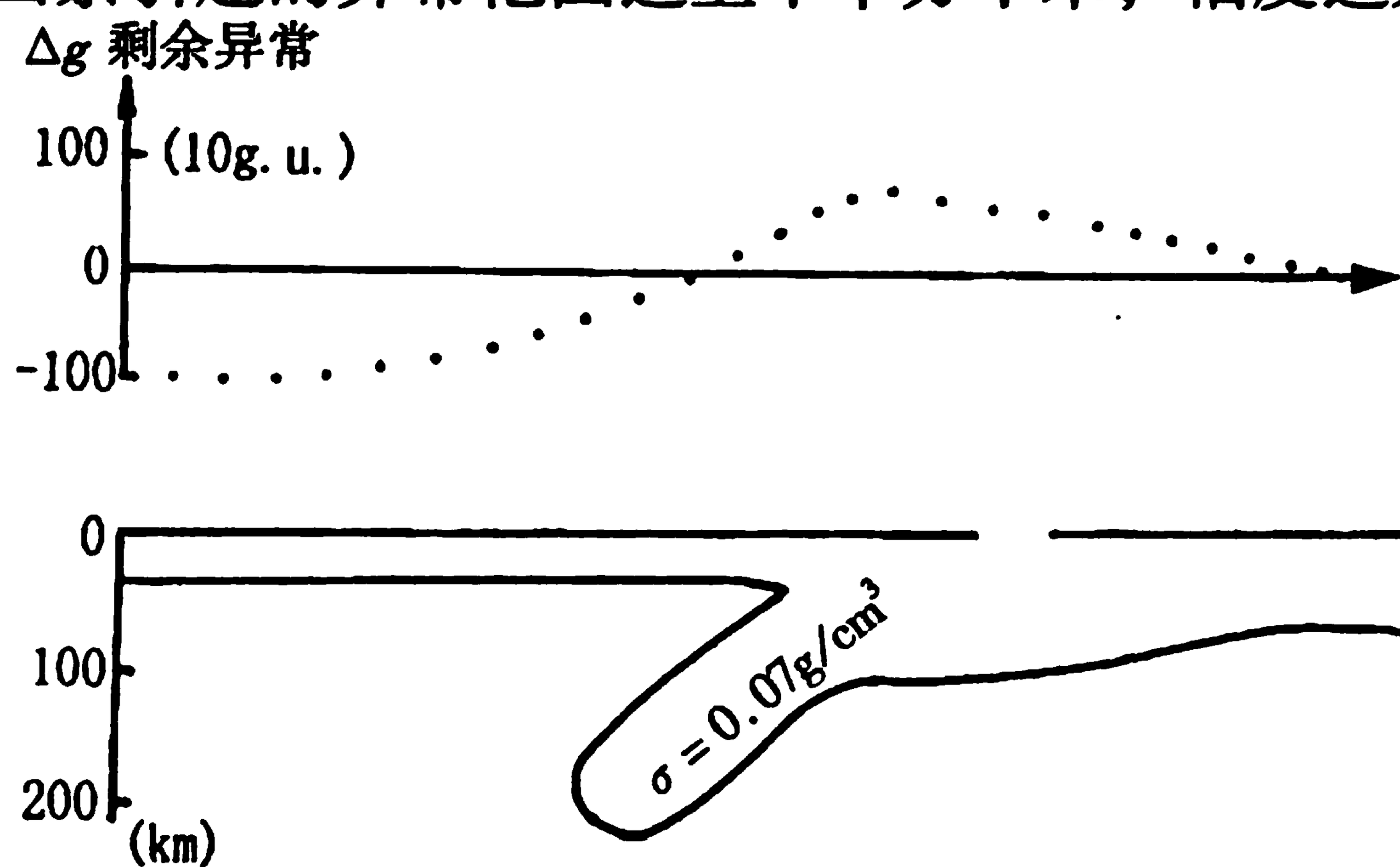



图2-21　日本东北部上地幔与剩余布格异常的关系

（二）结晶基岩内部成分变化及基底起伏

在一些地台区，沉积岩下面是片麻岩、大理岩及各种结晶片岩组成的前寒武系结晶基岩。结晶基岩内部又有酸性、基性等侵入体。同时还因构造运动而形成的褶皱和断裂。这些因素都使结晶基岩内部物质密度发生变化，引起重力异常。图2-22是波罗的海地区重力异常与结晶基岩密

度变化的对比图。此外由于结晶基岩与上覆沉积岩间存在一个大约 0.1 – 0.3 g/cm$^3$ 的密度分界面，所以当基岩内部密度比较均匀的情况下，重力异常可以很好地反映结晶基底的起伏。在与油气藏密切相关的沉积盆地内，重力异常的变化主要反映盆地结晶基底的起伏，见图 2-23。图中深坳陷地区及其周围就是油气分布的有利地段。

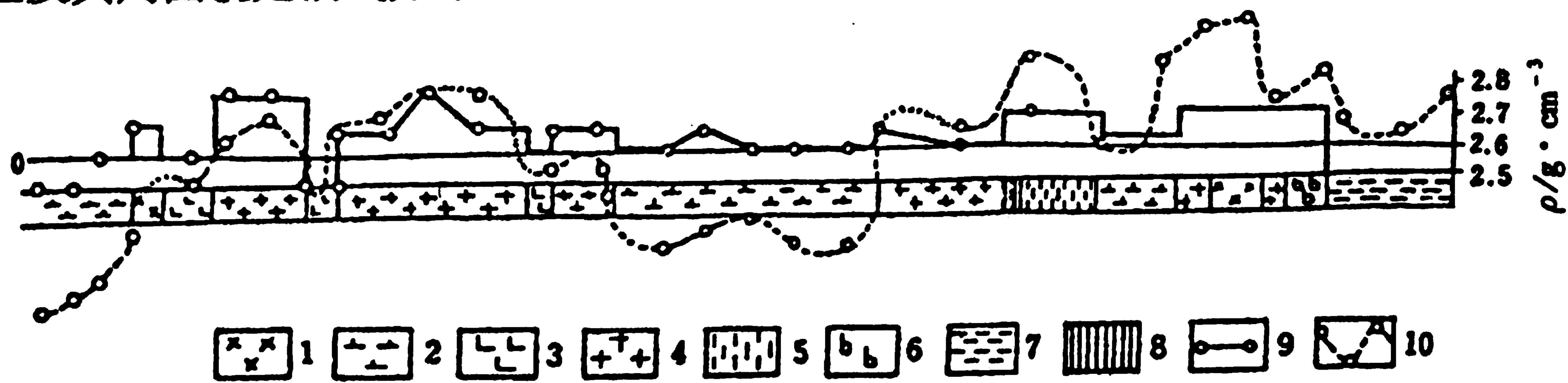



**图 2-22　波罗的海地区重力异常与结晶基底密度变化曲线对比图**

1——太古界花岗片麻岩；2——奥长环斑花岗岩；3——混合岩；4——波的尼亚后期花岗岩；5——辉绿岩；6——石英岩与砂岩；7——白云岩和石英喷发岩系；8——千枚岩；9——结晶岩密度曲线；10——$\Delta g$ 曲线

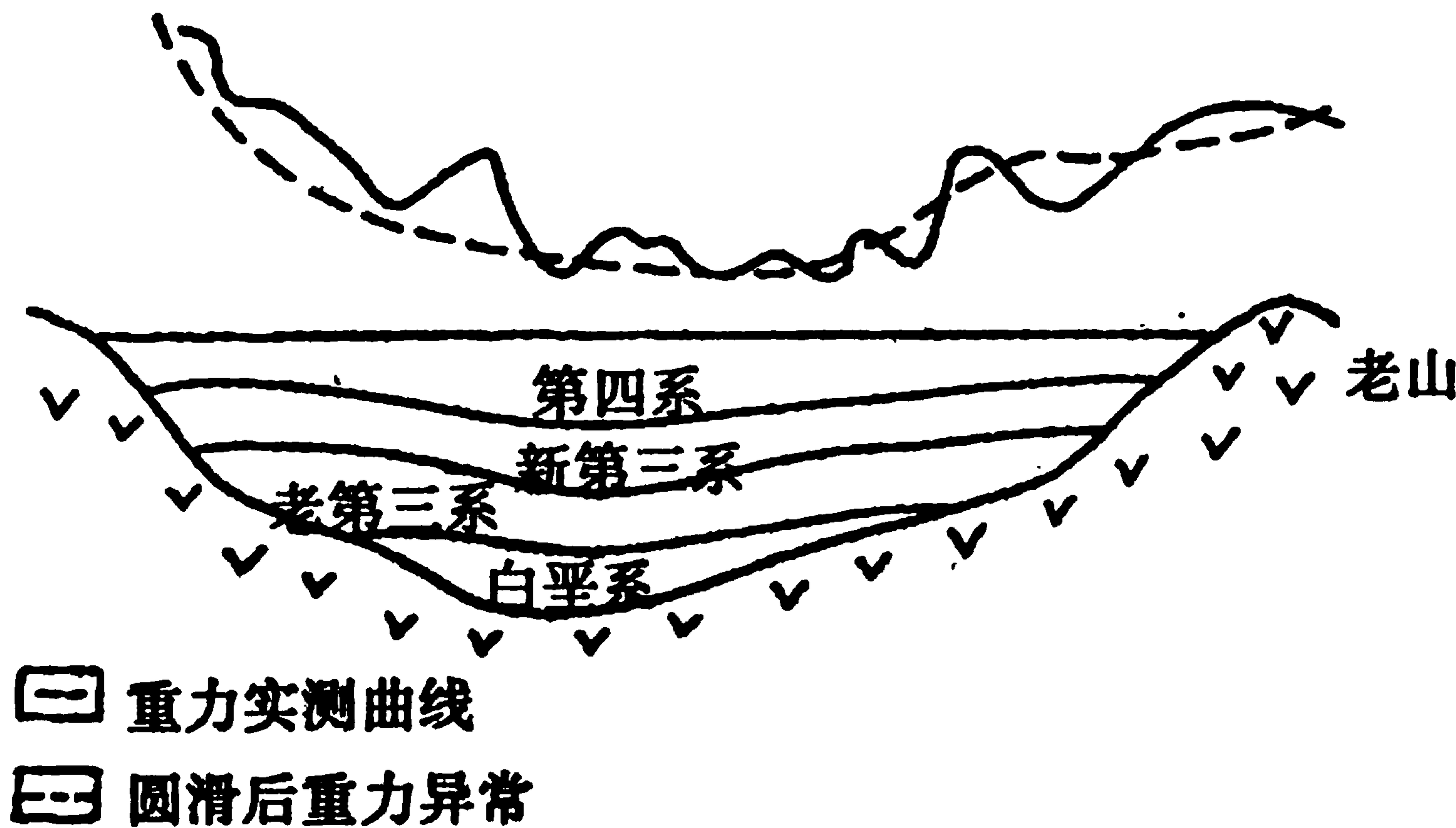



**图 2-23　布格重力异常与盆地基底起伏**

*（三）沉积岩的成分变化与内部构造*

沉积岩内部不同岩性及不同时代的岩石往往存在着密度差异。因此在沉积岩系内部可能存在不只一个密度分界面，并且它们往往与地质界相吻合。例如我国华北平原奥陶系灰岩的侵蚀面与上覆石炭、二叠系的煤系地层就是一个明显的密度分界面。地质界面与密度界面的一致，是用重力方法直接寻找沉积岩构造的主要依据。这类异常一般在 100 g.u. 以内，有时甚至只有几个重力单位。分布范围在几平方千米至数百平方千米之间。但是，沉积岩的岩性、岩相变化、砾石及砾石的局部堆积等，也可能引起重力异常，与构造引起的重力异常相混淆，给资料解释带来一定的困难。

*（四）固体矿产的赋存*

大多数金属矿、特别是致密状矿体，一般都与围岩有 1 ~ 3 g/cm$^3$ 的密度差。但因矿体不大，所以引起的异常较微弱，多数只有几个重力单位，个别达十几个重力单位。分布范围也很小。

## 二、海沟与洋脊

在研究洋中脊与深海沟时，海洋重力测量已被证明是非常有效的一种手段并已取得了大量有价值的资料，下面介绍二个实例。

*（一）海沟*

海沟上重力异常的特点是，在海沟轴部有大幅度负异常，而在朝向陆地的岛弧上为正异常。塔尔沃尼（1970）发表了 10 条重力测线上的自由空气异常。这些测线有的穿过同一海沟的不同

部位，有的穿过不同海沟。当把这些测线相对于海沟重叠起来时，它们就显示出有明显特征的图形。异常的最大值出现在邻近的火山岛弧上面，其值可达 3000 g.u.，或更大些；而异常的最小值出现在海沟轴附近，其值在 - 2000 至 - 3000 g.u. 之间。这说明，此类异常是由相同类型的构造产生的。图 2-24 是塔尔沃尼发表的具有代表性的一条海沟重力异常。该异常是沿着阿拉斯加的阿留申海沟上测得的。从图上还可看出，海沟异常在朝向海洋的海沟壁上具有长波正异常。波长为几百千米，幅度可达 500 g.u.，大于邻近的深海平原上的异常值。

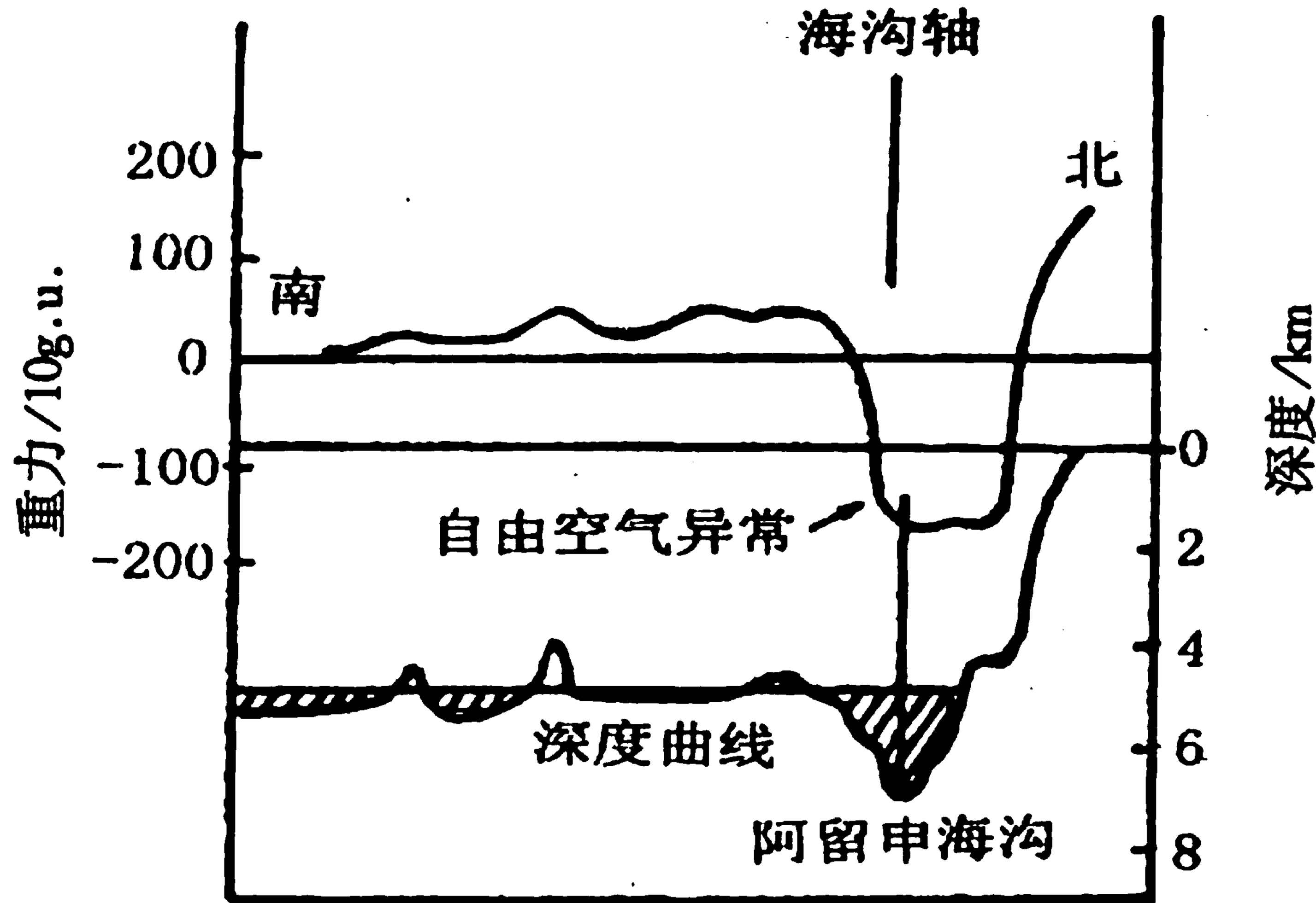



图 2-24　阿留申海沟上的自由空气异常

（二）洋脊

洋底隆起与其周围洼地相反，一般具有较低的布格异常和不太大的自由空气异常。图 2-25 是通过大西洋中脊的重力异常及凭借地震资料推演的构造模型。图中看出，穿过洋脊的自由空气异常平均值一般比邻近海底的大 200 ~ 300 g.u.。异常特点是，几乎与洋脊高度无关（洋脊系列中的海山与岛屿等局部地区除外）。在典型的高地势洋脊周围，自由空气异常接近于零值，这意味着洋脊地壳本身几乎是处于均衡平衡状态的。为此需要在洋脊底下补偿低密度物质（说明质量亏损）。洋脊正上面，海洋深度一般在 2 ~ 3 km，地壳厚度也薄，一般只有 7 km 左右。沿洋脊的补偿必定主要出现在上地幔顶部，这需要洋脊下面的地幔有相当低的密度。

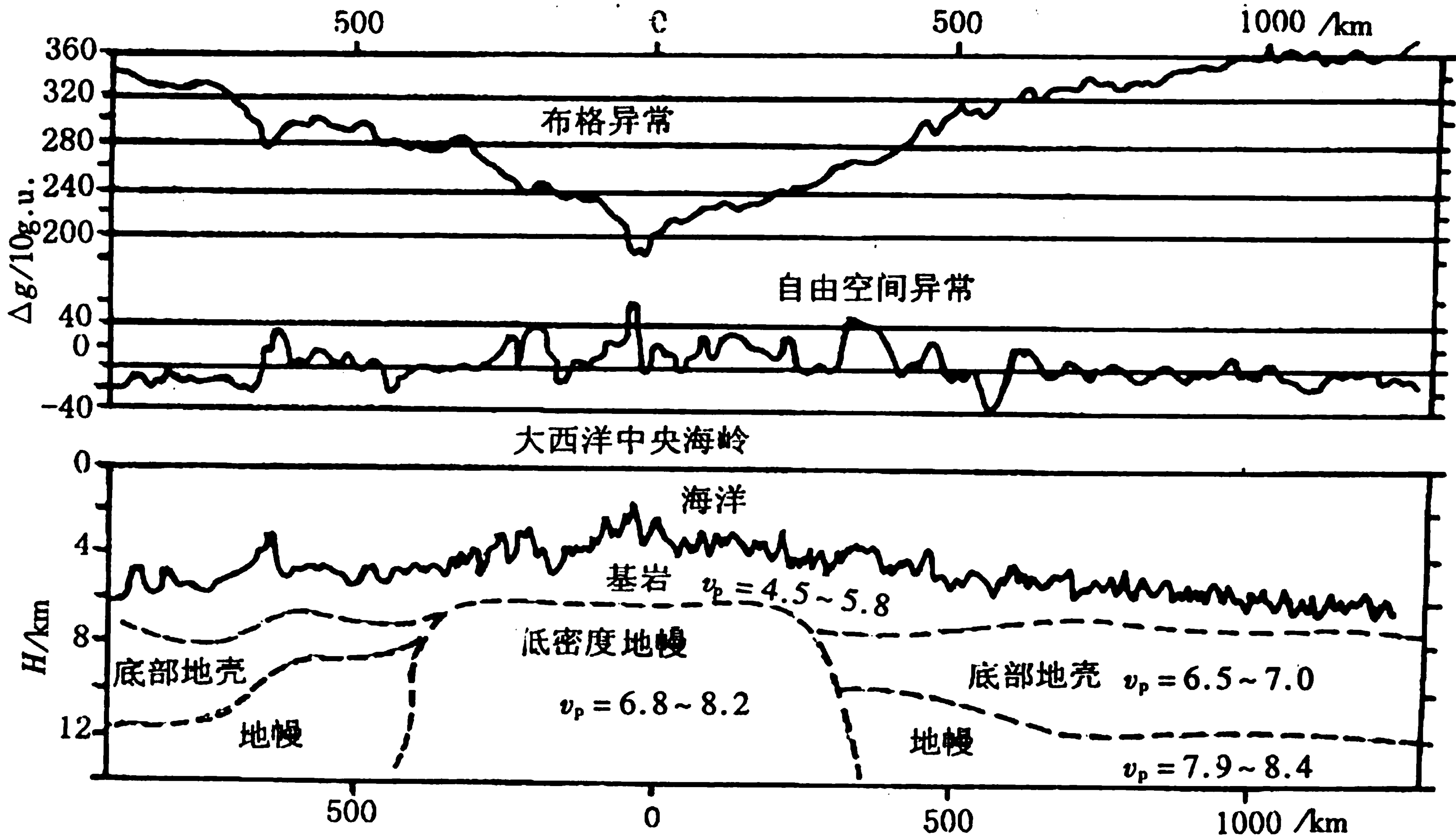



图 2-25　穿过大西洋中脊的重力异常及地壳结构剖面

## 三、裂谷

重力测量表明，在裂谷上一般出现比较大的局部负异常。例如根据美国宇航中心对东非裂谷的重力测量资料可知，整个裂谷区内存在大面积区域性的负布格重力异常，其规模长达 5000 km，宽 1000 km，异常量级在 - 1000 至 - 2000 g.u. 之间，局部地区达 - 2400 g.u.，见图 2-26。然而，在总的负布格异常背景上，沿埃塞俄比亚和肯尼亚等强烈火山活动地带存在着明显的局部异常高值。异常宽度 40 ~ 80 km 左右，异常值高出背景值 300 ~ 600 g.u.。根据其它地球物理和地质资料推断，这显然是由于密度差较大（可达 0.33 $g/cm^3$）的地幔侵入体引起的。东非裂岩带内之所以出现如此大规模的负布格重力异常，原因可能是刚性岩石圈的厚度变薄，异常地幔上涌。上涌物质的密度可能大于硅铝层，但比正常地幔明显偏低（与岩石圈相比具有 - 0.12 $g/cm^3$ 的密度亏损）形成的。也可能是压力释放、温度梯度上升和黏度下降，或裂谷内大量松散沉积物的堆积等使异常降低，出现大规模的负异常。

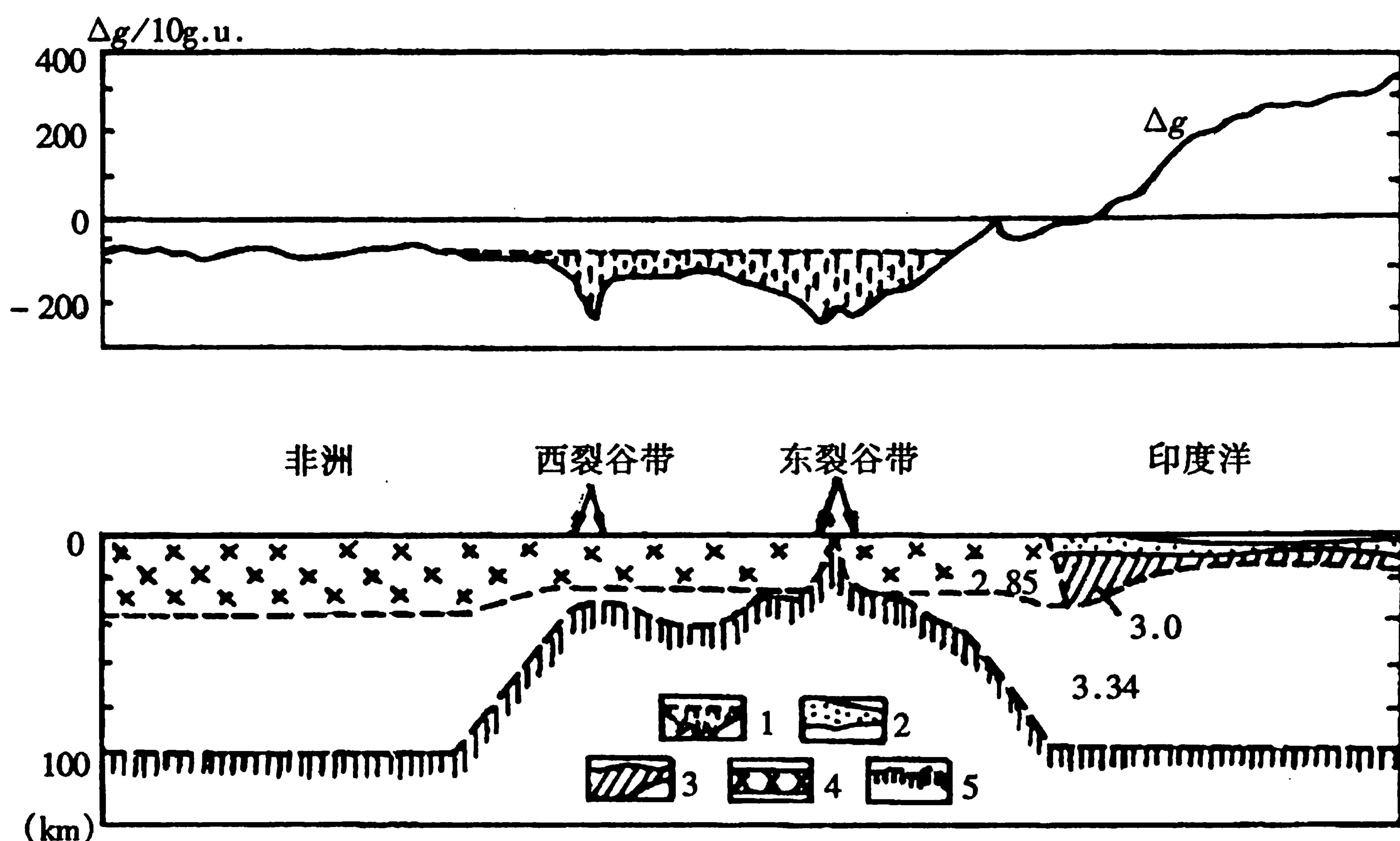



**图 2-26　利用地质与其它地球物理资料对东非裂谷系（近赤道区）重力异常的解释方案**

1——与软流圈隆起有关的布格异常低值；2——沉积物；3——大洋地壳；4——大陆地壳；5——软流圈表面（软流圈的密度为 3.22 $g/cm^3$）。剖面上的数字是密度值，单位为：$g/cm^3$。垂直与水平的比例为 4 : 1

## 四、区域地质与大地构造

地槽区是地壳运动较为复杂的构造单元，它以强烈的褶皱、变质及火山作用和成矿作用等为其主要特征。该区在发展的最后阶段，都是一些标准的高山地形，地壳厚度一般较大。地槽区平面布格异常的特征是呈线性平行排列，延伸长达数百千米乃至上千千米，异常强度可达几百至几千重力单位，并且区域异常与构造地形呈镜象关系。由于该区上面有强烈的褶皱作用，所以重力异常的形态也是复杂的，一般表现为在规律性很强的区域重力异常梯度带的背景上出现局部小的跳跃。

地台区是较为稳定的构造单元，该区表现为地形平坦或呈幅度不大的丘陵地形。区域布格异常特征是变化平缓、稳定、相对幅度变化较小。

地槽区与地台区之间的过渡带，布格异常最显著的特征是呈现出巨大的重力梯度带。它主要反 映出阶梯断裂或平行断裂。地槽、地台及过渡带之间反映出的重力异常特征见图2-27。图中

地槽与地台区异常特征非常清楚。剖面北段巴楚至叶城段属于塔里木地台区，因此，重力异常变化平缓。而叶城至大盐池段，属昆仑褶皱带的地槽区，异常表现随地形起伏而出现与地形呈镜象关系的剧烈跳跃特征。

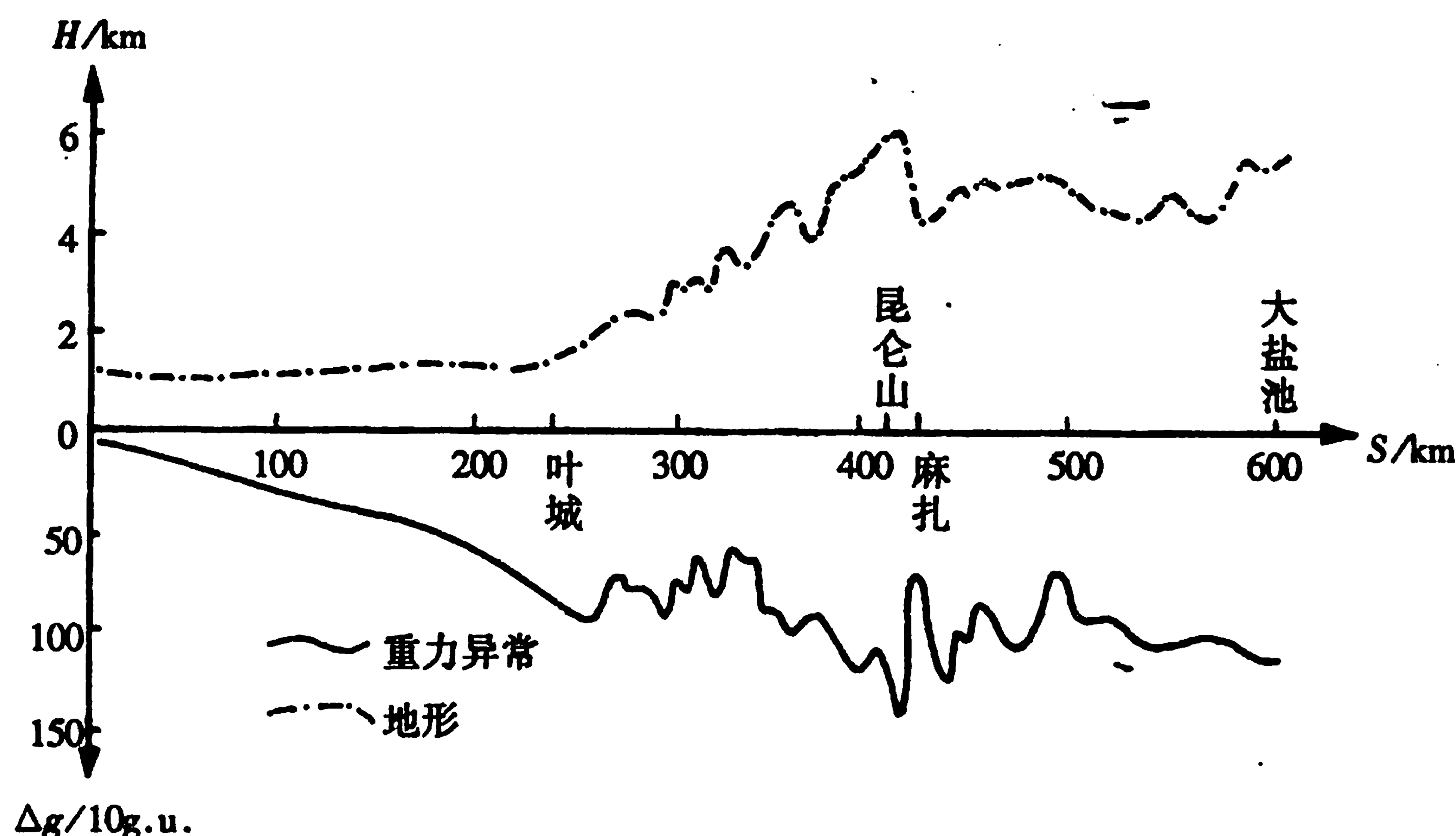



图 2-27　新疆巴楚至大盐池布格重力异常与地形对比剖面图

## 五、重力异常与构造成矿

大区域性重力异常与地壳深部构造之间有着一定的关系。对于强度很大、延伸很长的区域性异常梯度带，一般反映为地壳深部构造的深大断裂带。由于它切割地壳伸入到地幔，因此有人又称它为超壳断裂带。地幔物质往往在地壳运动中沿着这种断裂侵入到地壳上部。如喜马拉雅山的超基性岩和基性岩，它们受超壳断裂的控制，其岩体走向与断裂走向一致，呈线性分布，在雅鲁藏布江至象泉河一带，长达上千千米。在这个岩体里富集着铬、铜等金属矿。另外，在新疆的昆仑山、甘肃祁连山、秦岭及内蒙古等地也都有沿超壳断裂上侵的超基性岩分布。这些岩体都与岩浆型铬铁矿等矿床有密切的关系。

由于这些超壳断裂成了活化期中不同熔融体的通道，所以，称这种断裂系为“聚矿构造”。聚矿构造是长期活动的，每当构造岩浆活化期，它就不止一次地复活，它控制着特殊的岩浆作用。聚矿断裂系与不同成矿带相交切，在断裂交汇点上形成了巨型矿床。因此，巨大的超壳断裂对矿产预测有着重要意义。这种聚矿构造具有一定的地球物理场特征，在重力场上表现为布格异常的梯度带，莫霍界面深度的变异带。

根据地震与重力资料可测出莫霍界面的深度图。莫霍界面的起伏与矿种之间存在着一定的内在联系。例如，前苏联科学家统计了本国东部地区构造成矿带与莫霍界面起伏的对应关系。莫霍界面有巨大落差的地带，在重力异常上表现为梯度大、范围广的异常带，恰好与重要的金属成矿带位置相吻合。并且发现该成矿带发育在洋壳与陆壳转换带上的一个中生代的褶皱系中。金矿与铜矿与较薄的地壳有关，铅锌矿与中等厚度的地壳有关，而锡矿与较厚的地壳有关。在美国西部也利用区域重力资料成功地研究了地壳深部构造和岩体的侵入活动，从而解决了一些地质上长期争议的有关岩矿成因、构造演化以及成矿规律等问题，并在此基础上发现了一批新的矿产地。

# §2.6 固体潮

地球上任一点除了受到地球本身内部物质所引起的引力和自转产生的惯性离心力的合力作用·，还受到日、月和其它星体以及地球外部大气层等等的引力作用。由此，地球表面的运动是很杂的，产生了多种多样的自然现象，地球潮汐就是其中的一种。

海洋潮汐是人们熟悉的一种现象，一般情况下，海水每天有两次涨落运动，其中早晨出现的涨，称之潮；晚上出现的潮落称之为汐，总称潮汐。

海洋潮汐（包括大气潮汐）的形式是显而易见的事。那么日、月引力作用于地球的固体部分否会产生类似的潮汐现象呢？如果地球是一个刚体，回答显然是否定的。事实上已经证明，地并非刚体，而是一个具有一定黏滞性的弹性体。因此在日、月引力作用下，地球固体表面也会海水一样产生周期性的涨落，这就是地球的潮汐现象，称为地球固体潮，或简称地球潮汐。当，地球固体潮的幅度要比海洋潮汐的幅度小得多，但它仍然遵循海洋潮汐的变化规律。

固体潮随时间和空间的变化，除了和地球、太阳、月亮三者之间相对位置的变化有关外，还和地球内部物质的物理性质有关。因而，利用固体潮资料可以研究地壳内部物质的物理性质和各种物质的分布规律。具体方法是，从理论上计算出不同地球模型应产生固体潮的理论值，然后把计算值与实测值进行对比，找出两者比较接近时的地球模型，这种模型为研究地球内部构造提供了一定的参考资料。

固体潮观测值在时间上和空间上都有变化。研究表明，它在空间上的变化主要反映地壳和上地幔区域结构的变化。它在时间上的变化可能与某些灾难性的地震有直接和间接的关系，因而，通过这些资料的研究，有可能找出它们与天然地震发生的对应关系，从而为天然地震的预报工作提供一定的依据。

## 一、起潮力

产生地球潮汐的力称为起潮力。此力主要来源于日、月引力。由于日、月相对于地球运行的周期性才形成了地球潮汐的周期变化规律。为了说明此问题，先以地月系统来研究它，对于太阳的情况完全类似。图 2-28 中：

$M = 5.993\,3 \times 10^{24}$ kg（地球质量）

$m = 7.353\,7 \times 10^{21}$ kg（月球质量）

$R = 6\,371$ km（地球平均半径）

$r' = 1\,738.2$ km（月球平均半径）

$r_L = 385\,000\ \text{km} = 60.4R = 221.5r'$（地心和月心平均距离）

从天文学可知，月球在地球的引力作用下，围绕地球不停地公转。同样月球对地球也有引力(这两种引力大小相等，方向相反)。这样，地、月之间就构成了一个相互吸引的引力系统，称为"地月系统"。地月系统内有一个公共质心。在两者引力的作用下，地心 $O_E$和月心 $O_m$ 都围绕这个地月系统的公共质心 $O$ 在一个椭圆轨道上运行，如图 2-29。根据力学中力矩定理可知

$$OO_E \times M = OO_m \times m = (r_L - OO_E) \times m$$

从中解出

$$OO_E = 0.73R \tag{2.45}$$

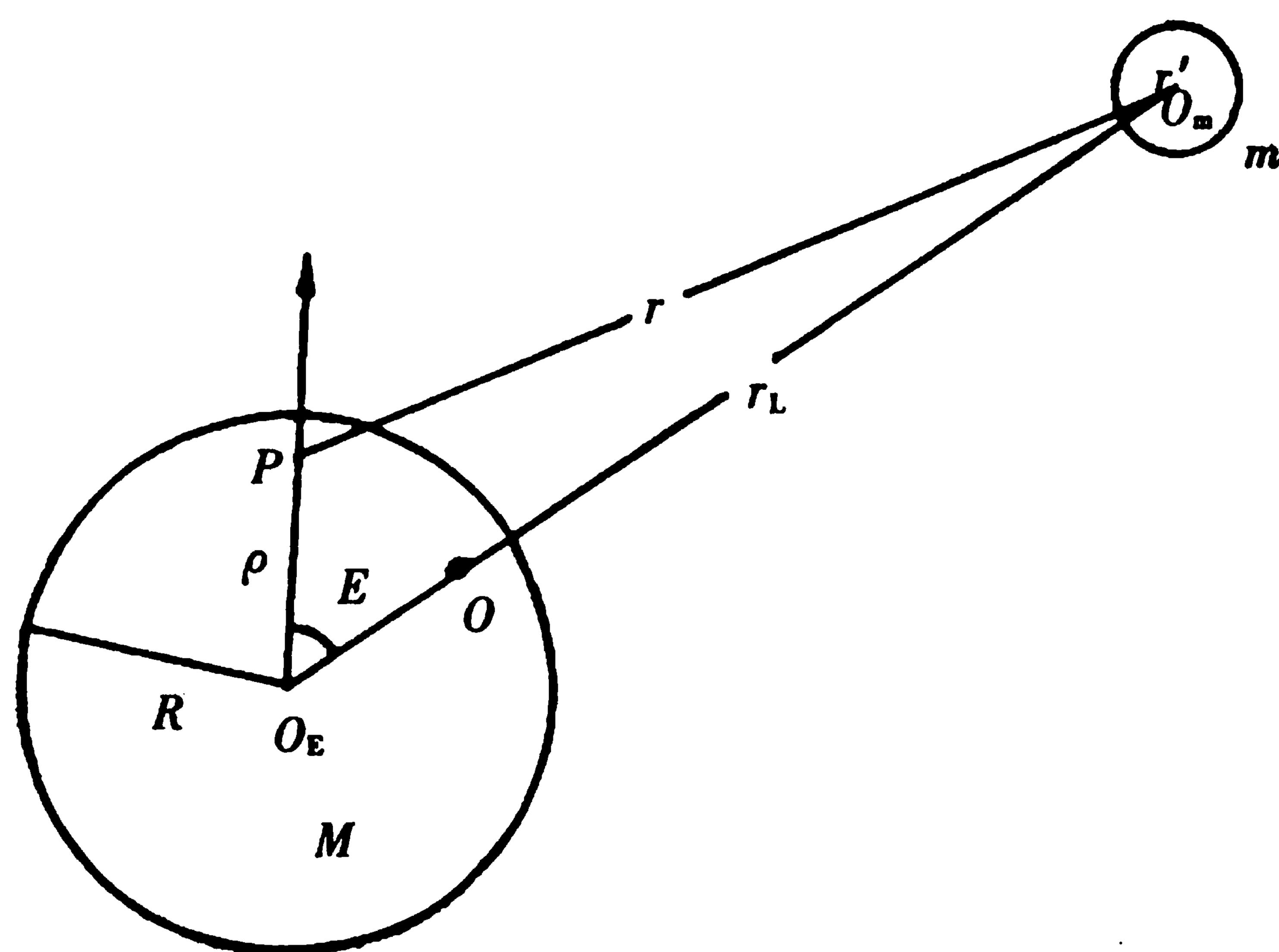



图 2-28 地月系统引力示意图

这说明，地月系统的公共质心位于地球内部距地心 $0.73R$ 处。

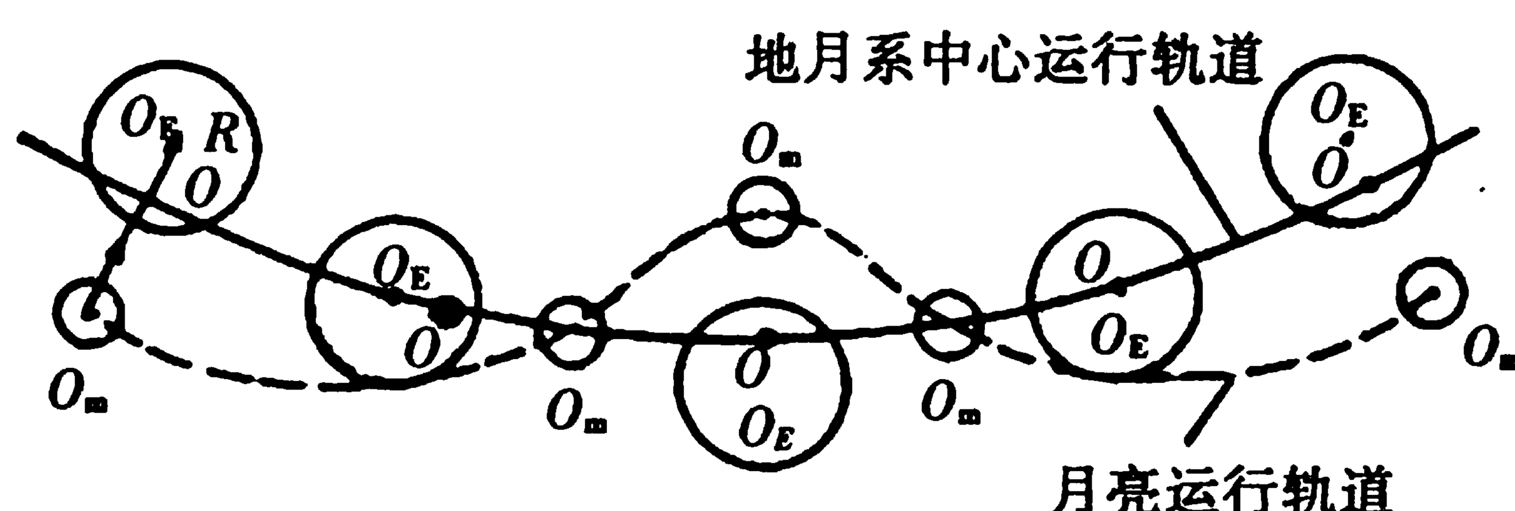



图 2-29 地月系统运行轨道图

在分析月球在地球内产生的起潮力时，先不考虑与月球起潮力无直接关系的地球自转，只考虑地月系统公共质心 $O$ 的运动。地球绕地月系统公共质心 $O$ 的运动，就地球整体而言，是一种平动，见图 2-30。由于这种平动，地球本身就不是一个惯性坐标系，因而在研究地球上的力学现象时，必须考虑因地球平动而产生的惯性离心力。由于地心 $O_E$绕 $O$ 以 $0.73R$ 为半径做圆周运动，位于 $O_E$点的单位质量受到的惯性离心力为 $0.73R\omega^2$（$\omega$ 为地月系统绕 $O$ 点旋转的角速度）。经计算，惯性离心力的大小为 33 g.u.，而方向在 $OO_E$的联线上，且背向月心 $O_m$。月球对 $O_E$点单位质量的引力（$Gm/r_L^2$）也为 33 g.u.。这说明在地心处单位质量所受到的惯性离心力和月球对它产生的引力大小相等，方向相反。同样道理，可求出地球对月球中心点单位质量的引力为 2700 g.u.。

月球与地球之间的相互吸引力（$GMm/r_L^2$）为 $1.983\times10^{20}$ N（牛顿）。如果用每平方厘米拉力为 $100\times10^3$ kg 的钢丝来对比，它们之间的拉力相当于半径为 79 km 的钢柱在拉着它们。因而引力虽然是十分微弱的力，但对于质量巨大的天体而言，也是十分强大的。由于地球和月球的相对位置不断地发生变化，月球对地球各点产生的引力差异也是可观的，当地壳和板块之间存在活动断层时，月球的附加引力也可以成为地壳或板块活动的触发力，因而地球固体潮的研究可为地震预报做出贡献。

由于地球做平动时，地球内部各点的运动轨迹是一样的，导致地球内部各点所受到的惯性离心力的大小是相等的，且同一时刻的方向也是一样的。但是，月球对地球各点的引力场是不同的。在接近月球的点，引力场大，远离月球的点，引力场小。且在不同点上引力场的方向也不同。地球平动产生的惯性离心力场与月球对地球各点的引力场的矢量和，称为起潮力场，简称起潮力。图 2-31 中看出，对于一个平动的地球，月球的起潮力使地球在地心和月心的联线方向拉长，即涨潮；而在垂直联线方向上压缩地球，即落潮。

图 2-30　地球绕公共质心 $O$ 的平动

图 2-31　地球在起潮力作用下的形变

1——惯性离心力；2——月球的引力；3——起潮力

下面介绍地球自转对起潮力的影响。作为一种特殊情况，当月球在某一时刻正处于赤道上 $A$ 点的天顶时，$A$ 点所受的起潮力背向地心出现涨潮。经过 6 h12.5 min，地球自转 1/4 周，则月球位于 $B$ 点的天顶，此时 $A$ 点所受到的起潮力指向地心，出现落潮。再经过 6 h12.5 min，地球又自转 1/4 周，月球位于 $C$ 点的天顶，$A$ 点所受到的起潮力又背向地心，出现涨潮。依此类推，可以看出，在一个太阴日内，月球相对地球可认为是相对不动的，但由于地球的自转，使月球视运动两次经过 $A$ 点天顶的时间里，在 $A$ 点将出现两次涨潮和两次落潮。这种起潮力及潮汐变化是以半日为周期，故称半日潮。

由于地面点的位置以及月球和地球的相对位置（这是由于月球相对地球的公转和地球自转引起的）的不同，起潮力及其潮汐的周期性变化是相当复杂的，这里只能给予简单的介绍。

地球绕太阳的运动与月球绕地球的动动相似，分析方法也相同。太阳对地球中心的引力场强度（$GM_S/r_S^2$）为 6000g.u.。其中太阳质量 $M_S = 333\ 432M$；太阳中心与地球中心的距离 $r_S = 23\ 400R$。用同样方法算出太阳对地球各点的起潮力约为月球起潮力的 0.46 倍。

地球上任意点的起潮力是月球和太阳在该点起潮力的矢量和。在朔望时（即阴历初一、十五），太阳、月亮和地球在一条联线上，太阳、月亮的起潮力彼此相加，形成大潮；在上、下

弦时（阴历初八、廿三），太阳和月亮对地球的起潮力互相抵消一部分，形成小潮。

**二、与固体潮有关的地球物理现象**

由于地球固体潮的存在，将伴随着出现一系列的地球物理现象，归纳起来，主要有以下几种：

地壳发生形变，地球表面的重力值会发生变化，称为重力固体潮。根据目前的测定，重力固体潮值最大变化约为 2～3 g.u.。

相对地球表面，海水有潮汐现象。

由于地壳表面随时间的变形，出现地倾斜的变化，称为地倾斜固体潮。地倾斜的变化最大约为 20 毫秒。目前最好的石英水平摆倾斜仪和井下摆倾斜仪测定的均方误差为 1 毫秒。

由于地壳的形变，地面点经、纬度发生变化，称为经纬度固体潮。

由于地壳的周期性变形，地球内部形成一个随时间变化的应力场，称为应力固体潮。

由于地壳的变形，地球自转角速度发生变化（主要依据动量矩守恒定律）。

以上这些现象，虽然都十分微弱，但随着各种高精度仪器的出现，研究这些现象会变得越来越有意义。

目前，高精度重力仪的均方误差已达 0.01 g.u.，测定月地距离的均方误差可达几厘米，而月亮和太阳对地球固体潮的影响可达 40～50 cm。地球、太阳对月球的影响将更为严重，因而地球固体潮和月球固体潮的研究已经提到日程上来了。

# 第三章　地磁及古地磁学

研究地球周围磁场的科学，称为地磁学。它是地球物理领域中的一门学科。在这个学科内进行研究的目的是确立地磁场形成的原因和与其相关，或由其引起的各种现象的起因及应用。

地磁学有很长的发展史，自从发现了“磁石”（含有较富的磁铁矿岩石）以后，就开始了岩石磁学的早期研究。我国是世界上最早利用磁石的指向性的，早在公元前250年（即战国时期），我国人民创造了叫做“司南”（即指南针）的指南工具，并在11世纪用于航海。而欧洲到12世纪才引用磁性罗盘去航海。

1600年欧洲威廉·吉尔伯特（W.Gilbet）发表了他的著作《磁铁、磁体和大磁体——地球》。指出了地球的磁场相当于永久磁铁的磁场，它位于地球中心，磁轴靠近地球自转轴。这本著作里，首次提出了地磁成因的理论，直到现在，这些概念仍未失去它的意义，应该认为是地磁学发展史上重要的一步。从那时起，许多人对地磁场进行了长期的研究，如当时伦敦就开始了地磁场方向的系统观测。高斯和韦伯在1840年共同制作了一张世界地磁图并对地磁场作了周密的数学分析。19世纪初，开始应用地磁场在局部地区的变化来寻找磁铁矿。

随着人类对于地球磁场研究的不断深入，特别是上世纪以来科学技术的迅速发展，人造资源卫星获取了大量的有关地磁场的数据。高速电子计算机的应用，使磁测结果的数据处理、成图及异常解释逐步实现自动化，使地磁学作为地球物理学科中的一个基本分支在地学研究中发挥着重要作用。

本章只简单介绍地磁学、岩石磁学及古地磁学的基本概念，并讨论它在地质调查，板块学说中较为重要的应用。

## §3.1　磁学的基础知识

### 一、磁场

大家知道，磁铁具有磁性，事实上，自然界的磁铁矿以及许多岩、矿石也具有磁性。具有磁性的物体称为磁性体。磁体中两个磁性最强的部位，称为磁极。以符号N表示正磁极或称指北极；另一个磁极称为负磁极或指南极，以符号S表示。磁极不仅有明显的吸铁作用，而且不同性质的磁铁之间还存在着相互作用，即同性磁极互相排斥，异性磁极互相吸引。这种排斥力和吸引力统称为磁力。

磁体的磁性及磁极间的相互作用是人类对磁体观察初期发现的现象。将这种磁现象与电现象进行类比，于是虚构了磁体内存在“磁荷”的概念。“正磁荷”聚集在*N*极，“负磁荷”聚集在*S*极。现代科学告诉我们，磁荷是不存在的，磁性不是磁荷，而是带电质点的运动所引起的。但

是，历史上由“磁荷”观点所建立的磁学宏观规律，后来都能以分子电流观点做出正确解释，且按磁荷观点简单明瞭，使用方便，所以这里仍以磁荷理论作为方法的基础。

不同磁体之间的相互作用力，能用与万有引力定律相类似的磁库仑定律来表示。这样，磁荷量为 $Q_m$ 及 $Q'_m$，相距 $r$ 远的两个点磁极间在真空（或空气）中的作用力（见图 3-1）可表示为

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{Q_m \cdot Q'_m}{r^2} \tag{3.1}$$

式中 $F_0$以牛顿（N）为单位，$r$ 以米（m）为单位，$Q_m$ 以牛顿·米/安培（N·m/A）为单位，$\mu_0$是真空导磁率，国际单位（SI）的数值为 $4\pi\times10^{-7}$亨利/米（H/m）。磁力 $F_0$的方向在两磁极的连线上。

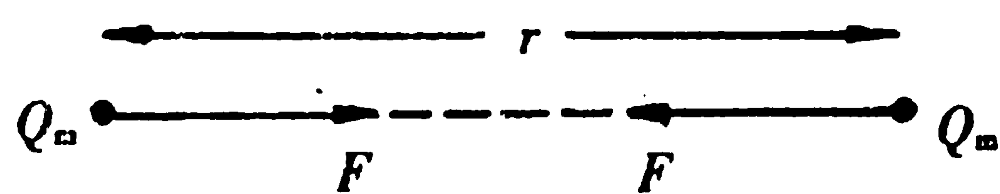



图 3-1　两个点磁极间的相互作用

磁极间的相互作用力是通过磁场来传递的。磁场就是磁力作用的物质空间。一个磁荷为 $Q_m$ 的磁极在相距 $r$ 的 $P$ 点产生的磁场 $H$ 可用单位正磁荷在 $P$ 点所受的力来表示

$$H = \frac{F_0}{Q'_m} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{Q_m}{r^2} \tag{3.2}$$

$H$ 的方向就是正的点磁极在场中受力的方向。磁场强度 $H$ 的 SI 单位为安培/米（A/m）。在 CGSM 单位中用奥斯特（Oe）来表示。数值上 $1\text{A/m} = 4\pi\times10^{-3}\text{Oe}$。为了形象地描述磁场的分布，可以用一系列的连续曲线来反映磁场中各点的磁场强度，这些曲线称为磁感线。磁感线是封闭曲线，在磁体周围，它们总是由正磁极出发回到负磁极。磁感线上任一点的切线方向就是该点的磁场强度方向，图 3-2 示意地绘出了一个条形磁铁周围的磁感线。图中 $P$ 点的磁场强度可由 $N$ 极和 $S$ 极在该点磁场强度来合成，即 $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_S + \boldsymbol{H}_N$。磁感线的疏密程度表示该点磁场强度的大小，曲线越密集，磁场强度越大。

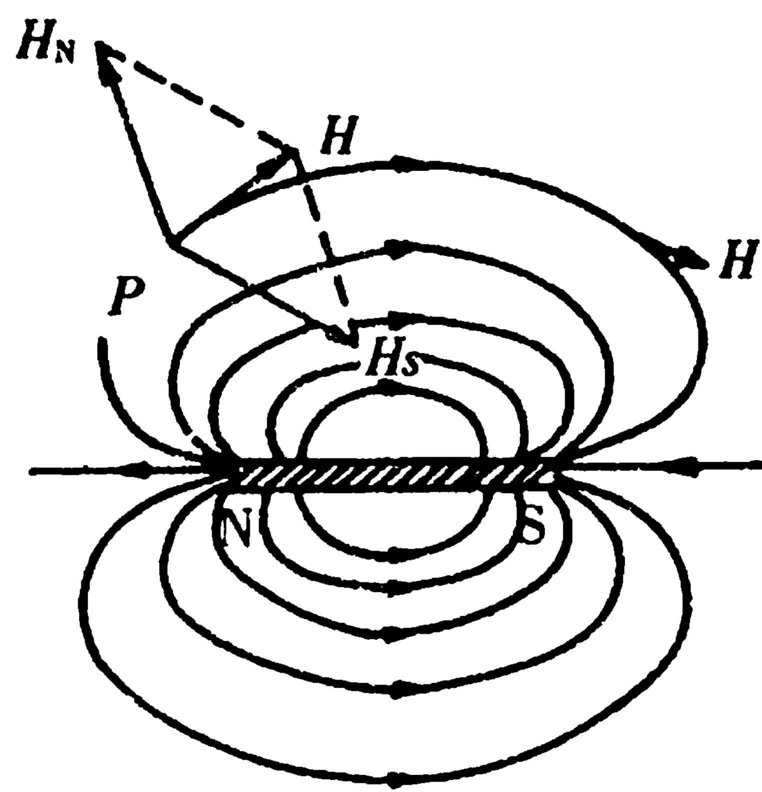



图 3-2　条形磁铁的磁感线

## 二、物体的磁化

将原来不显磁性的物体放入磁场中，由于磁场的作用，该物体即表现出磁性，这种现象称为磁化。使物体磁化的磁场称磁化场，被磁化的物体称为磁化体。物体磁化后，它本身也将产生一附加场，从而使原有的磁场发生变化。原则上说，一切物质都可以被磁化，但它们被磁化的程度却有很大的差异。图 3-3 是一个长为 $l$，横截面积为 $S$ 的磁化棒，设沿 $l$ 方向被均匀磁化。此时这个磁棒可以看成是由沿轴向定向排列的一系列小单元磁铁（即小磁偶极子）组成，其内部单元

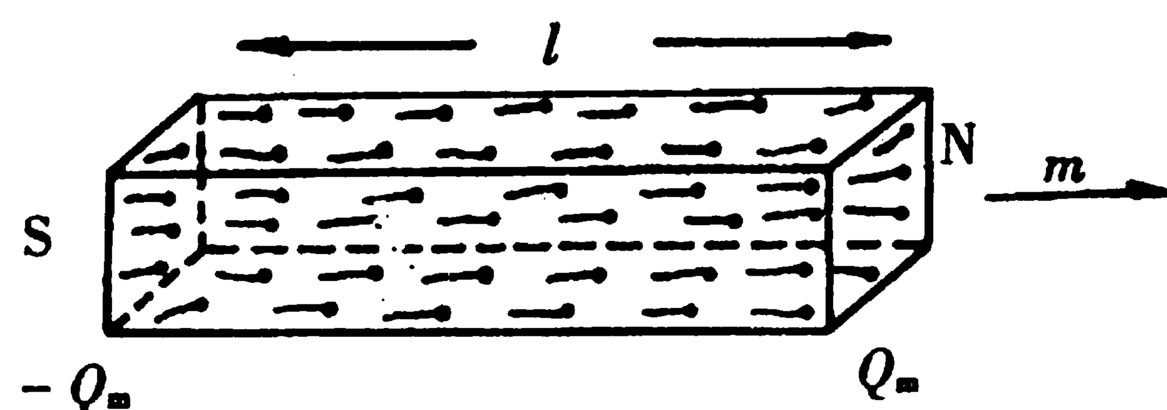


图 3-3　用多个单元磁铁（磁偶极子）表示的均匀磁化体

磁铁的磁荷都互相抵消了，因此这个磁棒只有它的两个末端表面上汇集了 $\pm Q_m$ 的磁荷。物体磁化愈强，磁极的磁荷面密度就愈大。表示物体磁化强度的物理量，称为物体的磁化强度，用符号 $\boldsymbol{M}$ 表示。

$$\boldsymbol{M} = \frac{\boldsymbol{m}}{V} \tag{3.3}$$

式中 $V$ 为磁化体的体积，$\boldsymbol{m}$ 为平面电流环所定义的磁矩。

$$m = IS \tag{3.4}$$

式中 $I$ 为电流，$S$ 为电流环所包围的面积。它与磁棒的磁矩有如下关系

$$m = IS = \frac{1}{\mu_0}Q_m l \tag{3.5}$$

此时（3.3）式可写为 $M = \dfrac{1}{\mu_0}\dfrac{Q_m \cdot l}{V}$，其单位为 A/m。

$\boldsymbol{M}$ 的方向与 $\boldsymbol{m}$ 方向相同。磁矩 $\boldsymbol{m}$ 是磁化物体很重要的参数，它可以直接被测量出，它的 SI 单位是 $A \cdot m^2$。

下面讨论物体被均匀磁化后，磁荷面密度与磁化强度的关系。

在磁化体表面取一个小圆面积 $dS$，以磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 的方向为轴线作一个小圆柱体，如图 3-4。设柱体长为 $l$，倾角为 $\alpha$，两端面间的垂直距离为 $d$，端面外法线 $\boldsymbol{n}$ 与 $\boldsymbol{M}$ 的夹角为 $\theta$。则由（3.5）式可求出小圆柱体的磁矩

$$dm = MdV = MdSl\sin\alpha = MdSl\cos\theta$$

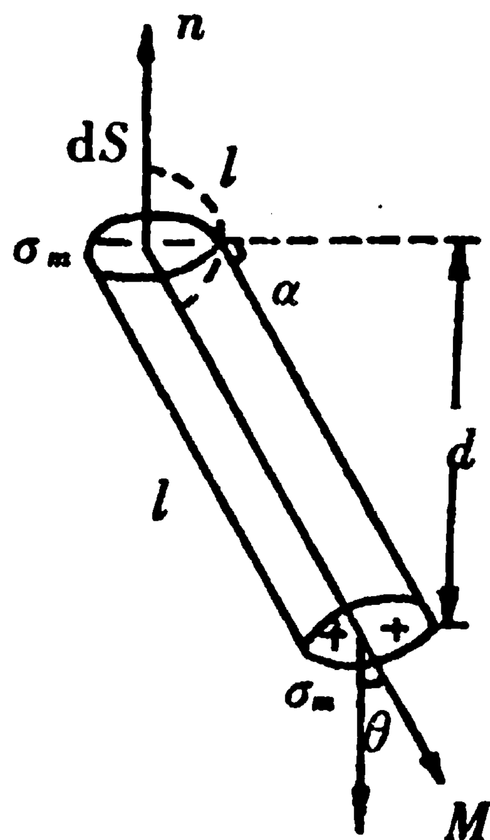


图 3-4　磁荷面密度 $\sigma_m$ 与磁化强度 $\vec{M}$ 的关系

另一方面，若以 $\sigma_m$ 表示磁体表面单位面积的磁荷，即磁荷面密度，则 $dS$ 面上的总磁量为 $\sigma_m dS$，所以有

$$dm = \frac{1}{\mu_0}\sigma_m dSl$$

比较以上两式，可得

$$\sigma_m = \mu_0 M\cos\theta = \mu_0 Mn \tag{3.6}$$

（3.6）式适合于 $\theta$ 为任意角度的情况。它表明磁体表面的磁荷面密度 $\sigma_m$ 等于磁化强度在该面外

法线方向的投影值 $Mn$ 乘上真空导磁率 $\mu_0$。不难看出，当 $\theta=0$ 时，即端面外法线 $\boldsymbol{n}$ 的方向与 $\boldsymbol{M}$ 方向一致时，$\sigma_m=\mu_0 M$。图 3-4 中，顺轴磁化柱体的上端面分布负磁荷，下端面分布正磁荷，侧面不分布磁荷。

## 三、偶极场

数学上可以把一个磁偶极子看成是由强度为 $+Q_m$ 及 $-Q_m$ 的两个磁极组成，它的实体和磁极间距都无限小，但是磁矩 $m$ 有限。磁偶极子产生的场即偶极场。磁偶极子可代表一个理想的单元磁铁。磁偶极子的概念是了解从小磁粒到整个地球物质磁性状态的基础。下面推导一个磁偶极子在距中心 $r$ 远的 $P$ 点所产生的磁场表达式，见图 3-5。这个简单的计算有助于定量地理解磁性物体产生的磁效应。

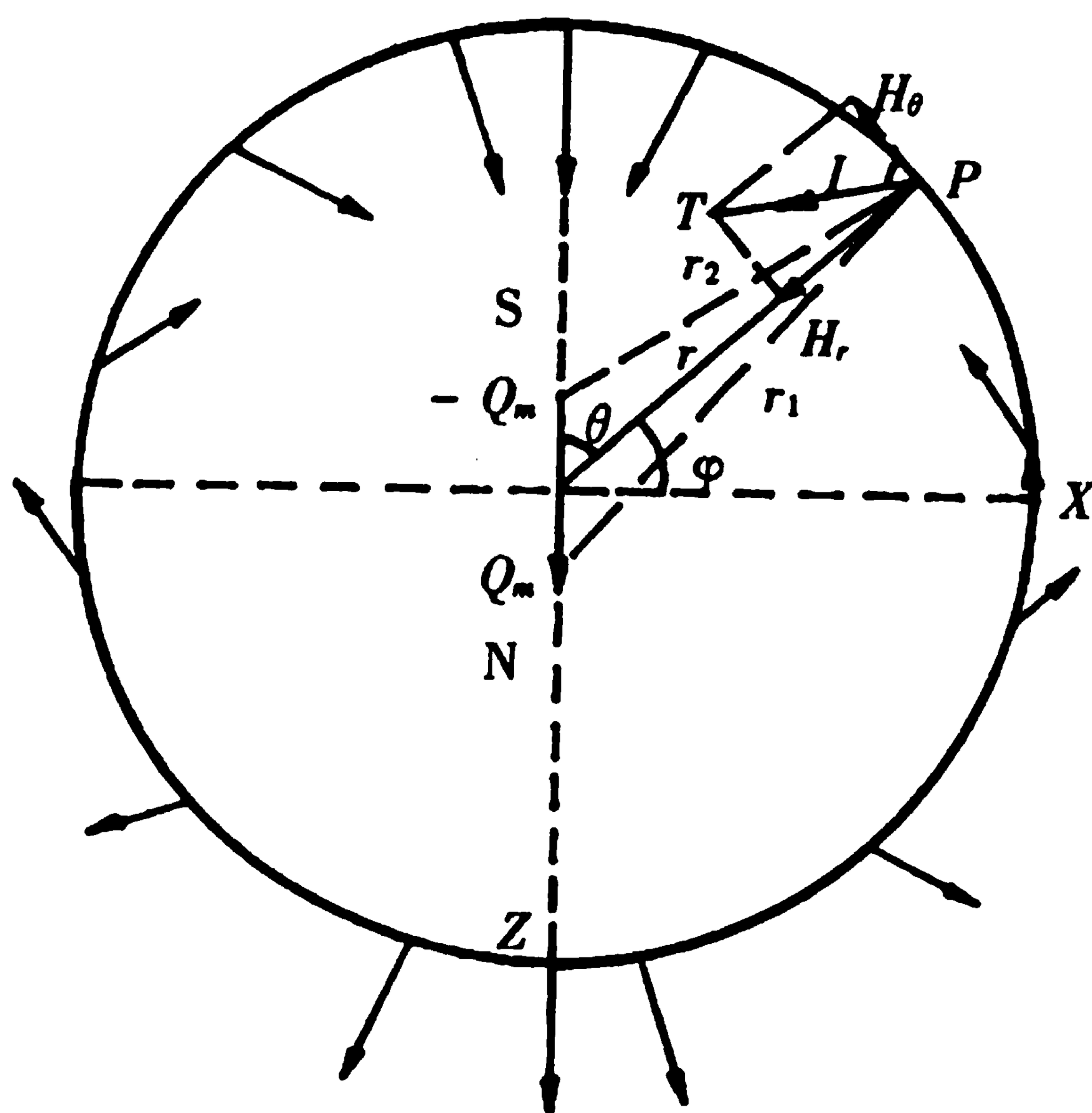



图 3-5　一个磁偶极子产生的磁场

和一个质点产生的重力位相类似，$P$ 点的磁位 $W$ 是这个单元磁铁正磁荷和负磁荷作用之和。

$$W=\frac{1}{4\pi\mu_0}\left(\frac{Q_m}{r_1}-\frac{Q_m}{r_2}\right)=\frac{Q_m}{4\pi\mu_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=\frac{m}{4\pi}\frac{\delta\left(\frac{1}{r}\right)}{l} \tag{3.7}$$

式中 $\delta(1/r)$ 代表微差 $(1/r_1-1/r_2)$。此外，如果 $l$ 无限小，那么 $\delta(1/r)/l$ 就是 $(1/r)$ 沿 $l$ 方向上的梯度。当坐标系这样选择，使 $l$ 在 $z$ 方向上，且 $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$，则 $W$ 的表达式可写成

$$W=\frac{m}{4\pi}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{1}{4\pi}\frac{m}{r^2}\cos\theta \tag{3.8}$$

由位的负导数能得到相应方向上的磁场强度，因此 $P$ 点沿 $r$ 方向的磁场是

$$H_r=-\frac{\partial W}{\partial r}=\frac{1}{4\pi}\frac{2m}{r^3}\cos\theta \tag{3.9}$$

$P$ 点沿垂直 $r$ 方向的磁场是

$$H_\theta=-\frac{1}{r}\frac{\partial W}{\partial\theta}=\frac{1}{4\pi}\frac{m}{r^3}\sin\theta \tag{3.10}$$

用 $Z_0(=H_r)$ 和 $H_0(=H_\theta)$ 表示 $P$ 点磁场的两个分量，总磁场 $T=\sqrt{Z_0^2+H_0^2}$，并以角度 $I$ 倾向于 $H_\theta$，$I$ 角由下式给出，

$$\tan I=\frac{Z_0}{H_0}=\frac{H_r}{H_\theta}=2\text{can}\theta=2\tan\varphi \tag{3.11}$$

偶极子场的以上公式在地磁学中极为重要，如果造一个大球，在它的中心放一个很小的磁棒，在球面上任一点 $P$ 处产生的磁场就如图 3-5 所示。从位场理论能证明均匀磁化球体外部的磁场和它在中心放一个磁矩相等的偶极子所产生的磁场完全一样。地球的磁场也类似于一个磁化球的场，这将在地球磁场一节中介绍。

## 四、磁化率

能够被磁化的物体当受到外磁场 $\boldsymbol{H}$ 的作用时，其本身就获得一定程度的磁化。当去掉外加磁场时，磁化就消失。这种磁化被认为是由外加磁场感应产生的，称为感应磁化强度 $\boldsymbol{M}_i$。

然而有些物质（如铁、钴、镍）和许多岩石（特别是玄武岩）即使不加外磁场也显示出强磁性。这种现象被认为是由它们的永久或剩余磁化强度 $\boldsymbol{M}_r$引起的。

这里只讨论感应磁化强度 $\boldsymbol{M}_i$和外加磁场 $\boldsymbol{H}$ 平行并成比例的这些物质。当这些物质的体积较大时，它们之间满足

$$\boldsymbol{M}_i = \kappa \boldsymbol{H} \tag{3.12}$$

式中 $\kappa$ 是表示物体被磁化难易程度的比例系数，称为磁化率。在 SI 单位制中，$\kappa$ 是无量纲的，因为 $\boldsymbol{M}_i$和 $\boldsymbol{H}$ 都是用同样的单位（A/m）来度量的。

磁化场 $\boldsymbol{H}$ 在真空（或空气）地区产生的磁感应强度 $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$，当把一个能被磁化的物体带进这个地区，$\boldsymbol{M}_i$在物体所占的区域内又建立一个附加的磁感应强度，因此，物体内的总磁感应强度为

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \mu_0 \kappa \boldsymbol{H} = (1+\kappa)\mu_0 \boldsymbol{H} = \mu \boldsymbol{H} \tag{3.13}$$

式中 $\mu = (1+\kappa)\mu_0$，$(1+\kappa) = \mu_R$，$\mu$ 称绝对导磁率，$\mu_R$称为相对导磁率，磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 的单位在 CGSM 制中为高斯(Gs)，SI 制中为特斯拉(T)；1 Gs = $10^{-4}$ T。在磁法勘探中，$\boldsymbol{B}$ 通常使用较小的实用单位伽马(γ)(CGSM 制)或纳特(nT)(SI 制)，它们之间的关系是

$$1\ \gamma = 10^{-5}\ \text{Gs};\ 1\ \text{nT} = 10^{-9}\ \text{T};\ 1\ \text{nT} = 1\ \gamma$$

在真空中，$\mu = \mu_0$，$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$；在空气和沉积岩中，$\mu \approx \mu_0$，$\boldsymbol{B} \approx \mu_0 \boldsymbol{H}$。在磁法勘探中，由于地磁场的存在，磁力仪测定的参数是磁感应强度，因此在磁性体参数计算以及在磁异常正，反问题的讨论中，一律用磁感应强度的概念，单位采用特斯拉，实用单位为纳特(nT)。

## 五、物质的磁性

不同物质的磁化率各不相同，那么在同一外磁场的作用下，产生的磁化强度也不相同。根据磁化率的不同特点可将物质分为三大类。

### （一）逆磁性物质

磁化率为负（$\kappa < 0$）的物质称作逆磁性（又称反磁性或抗磁性）物质。它们的负磁化率一般很小（$\kappa \approx 10^{-5}$）。所有的惰性气体及一些金属和非金属，如蒸馏水、酒精、煤油、金、银、硫等都属此类。

### （二）顺磁性物质

具有正磁化率（$\kappa > 0$）的物质叫顺磁性物质。许多稀土金属和铁族盐类均属此类。

顺磁性物质的磁化率与绝对温度成反比，此现象由居里所发现，故称居里定律。逆磁性物质与顺磁性物质的磁性很小，全是弱磁性，其磁化率一般在 $10^{-7} \sim 10^{-5}$之间。

### （三）铁磁性物质

铁磁性物质的磁化率是正的（和顺磁性物质相同），且比顺磁性物质大万倍以上，有时超过

10。并且和温度及外加磁场的强度有关。这类物质不多，只有铁、钴、镍、钆及其合金。

铁磁性物体内，包含多个磁畴。每个磁畴中又包含数百亿甚至数千亿个原子，这些原子磁矩的相互作用和成行排列所延伸的区域体积大约为 $10^{-6}mm^3$。根据每个磁畴内原子磁矩排列的方向及大小又分为铁磁性物质、亚铁磁性物质和反铁磁性物质，见图 3-6。

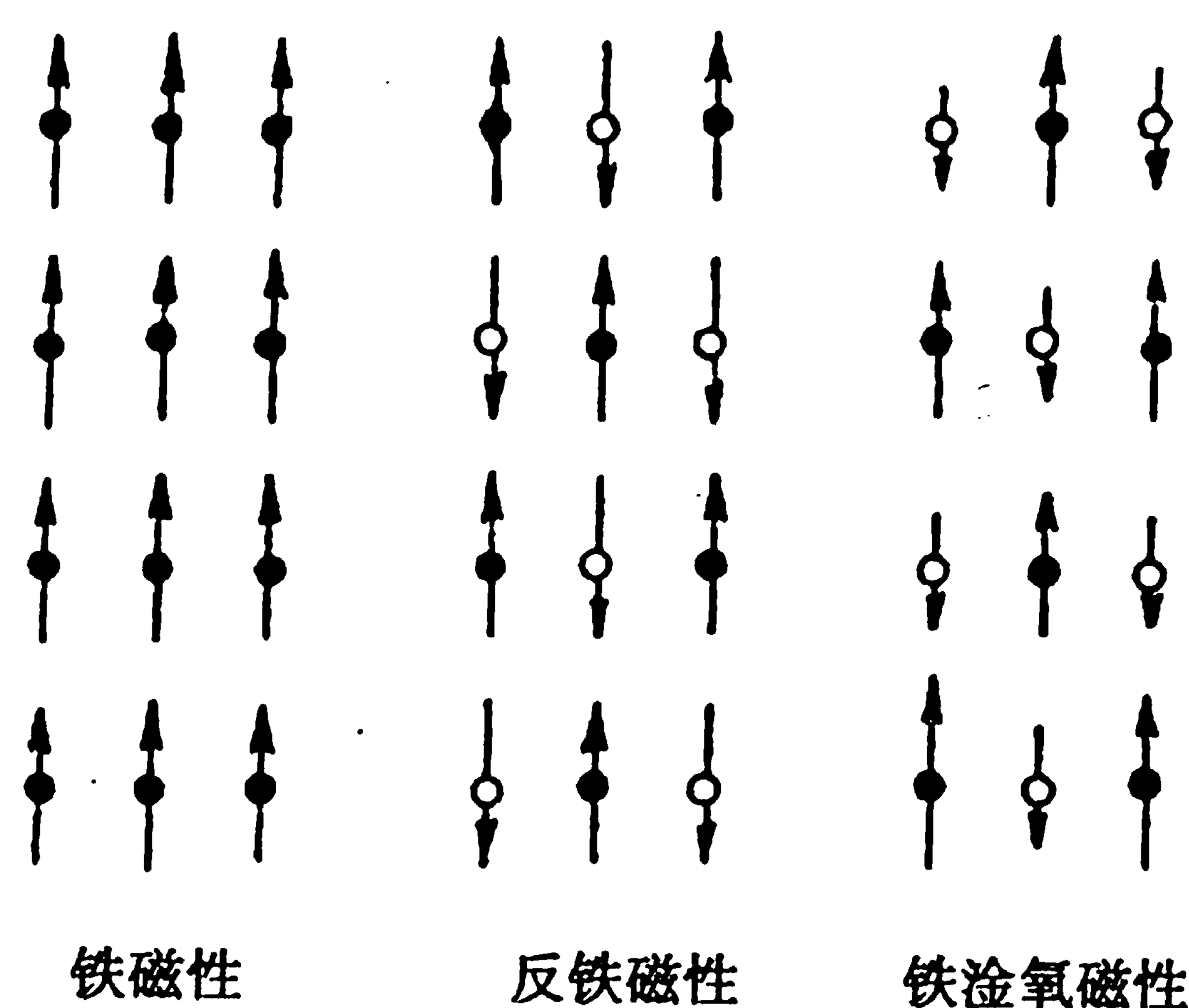



图 3-6　原子磁矩在磁畴中的排序示意图

铁磁性物质，如铁、钴、镍，磁矩平行排列在两个相等的亚晶格内。

亚铁磁性（又称铁淦氧磁性）物质，如磁铁矿、钛磁铁矿，磁矩反平行排列在两个互不相等的亚晶格内，结果有一个净剩的磁矩。所以具有较大的磁化率和剩余磁化强度。

反铁磁性物质，如赤铁矿，其磁矩反平行排列在两个相等的亚晶格内，因此通常没有净剩磁矩。故磁化率很小，但具有很大的矫顽磁力。

铁磁性和亚铁磁性物质的自发磁化强度随着温度增加而减小，并在“居里温度”上消失。如磁铁矿的居里温度约为 580 ℃、铁为 798 ℃、镍为 390 ℃、钴为 1 150 ℃。而反铁磁性物质当温度升高时，开始一个亚晶格变成无序，引起磁化率相应的增大，当温度再增加，磁化率下降并在居里温度上失去有序的磁矩，高于居里温度晶格就由反铁磁性变成顺磁性了。

虽然真正的铁磁性物质常见于地球之外的含大量铁镍合金的岩石、陨石和月球标本中，但是大多数自然存在的磁性矿物，就其性质而言，不是亚铁磁性的就是不完全反铁磁性的。今后我们将在广义上使用铁磁性这个词，以便包括决定岩石磁性主要因素的上述各类磁性矿物。

### 六、铁磁性物质的磁滞现象

铁磁性物质的磁化强度与磁化磁场的关系可用磁化曲线表示。顺磁性和逆磁性物质的磁化曲线均为直线，并且磁化强度与磁化磁场（$H_{外}$）的关系是可逆的。但铁磁性物质的磁化曲线却表现为复杂的磁滞回线形式，磁滞回线是包括亚铁磁性及不完全反铁磁性在内的所有铁磁性矿物的特征曲线。

从图 3-7 可以看出，一个铁磁性样品磁化一周的磁滞回线表现为：当外磁场 $H_{外}$ 增加时，磁化强度 $M$ 沿着 $A-B-C-D$ 曲线增加，在 $C$ 点达到饱和值 $M_s$。随着 $H_{外}$ 的降低，$M$ 沿着另一条曲线 $D-C-E$ 降低。当 $H_{外}=0$ 时，$M$ 有一定的剩余磁化强度 $M_r$。继续降低，相反的磁场抵消了剩余磁性，在 $F$ 点，$H_{外}=-H_c$时，$M=0$，以后随反磁场增加直至 $G$ 时，又达到饱和值。相反的过程沿着曲线 $G-H-I-C$ 变化。对 $H_{外}$ 的磁化是不可逆的，称为磁滞。其中 $M_s$称为饱和磁化强度，$M_r$为剩余磁化强度，$H_c$为矫顽磁力。只有铁磁性物质才具有磁滞现象。

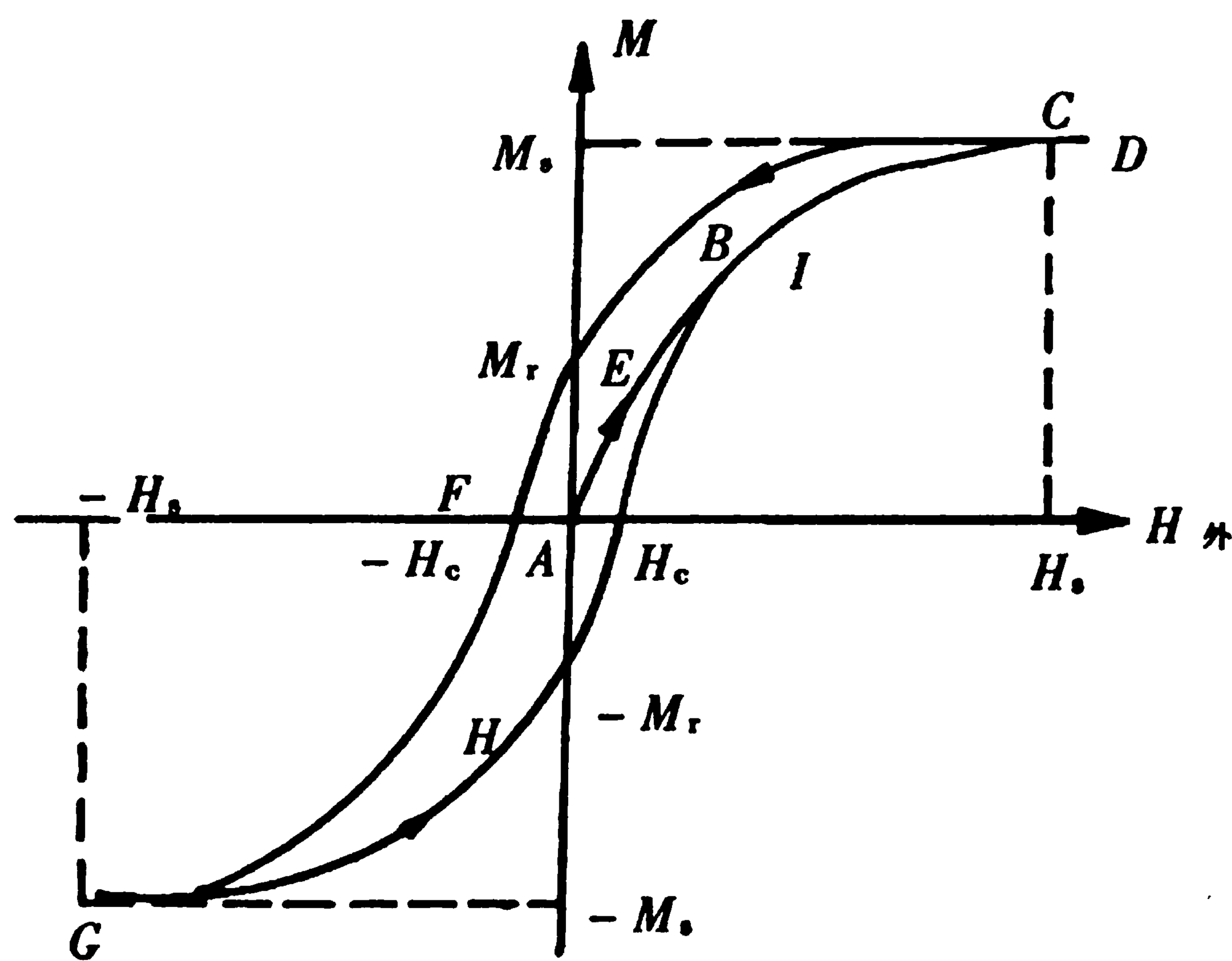



图 3-7　铁磁性物质的磁滞回线

## §3.2　地球的磁场

地球周围存在的磁场，称为地磁场。地磁场是一个矢量场，其强度和方向随观测点的位置而定，并且随时间而变化。地磁场存在于从地核到磁层边缘的范围内。近代研究指出，它是由基本磁场，外源磁场和磁异常三个部分组成。

### 一、基本磁场

基本磁场占地磁场的 99% 以上，由磁偶极子场、大陆磁场和磁场的长期变化三部分组成。目前认为，基本磁场主要是由地核内电流的对流形成，因此，它是一种内源磁场。

#### （一）地磁要素

研究地磁场的分布特征，即确定出地球上每一点地磁场的大小和方向。为了确定某一点地磁场的磁感应强度 $\boldsymbol{T}$ 的方位，习惯上以该点的地理子午线或地理北极作为参考方向。坐标的选择如图 3-8。坐标原点 $O$ 即为计算点，$x$ 轴指向地理北，$y$ 轴指向地理东，$z$ 轴垂直向下，$\boldsymbol{T}$ 在 $z$ 轴上的分量称为垂直分量，以 $\boldsymbol{Z}$ 表示，指向下为正，指向上（南半球时）为负。$\boldsymbol{T}$ 在水平面（$xOy$ 面）上的分量称为水平分量，以 $\boldsymbol{H}$ 表示。$\boldsymbol{T}$ 和水平面之间的正向夹角称为磁倾角，以 $I$ 表示，当 $\boldsymbol{T}$ 向下倾时（在北半球），$I$ 为正；$\boldsymbol{T}$ 向上倾时（在南半球），$I$ 为负。$\boldsymbol{H}$ 与 $x$ 轴的夹角称为磁偏角，以 $D$ 表示，$\boldsymbol{H}$ 由地理北向东偏，$D$ 为正；向西偏，$D$ 为负。水平分量 $\boldsymbol{H}$ 在 $x$ 轴和 $y$ 轴上的分量分别称为北向分量和东向分量，并分别以 $\boldsymbol{X}$ 和 $\boldsymbol{Y}$ 表示。通过 $\boldsymbol{T}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 的垂直平面叫当地的磁子午面，而 $xOz$ 平面叫地理子午面。$\boldsymbol{T}$、$\boldsymbol{Z}$、$\boldsymbol{H}$、$\boldsymbol{X}$、$\boldsymbol{Y}$ 以及 $I$、$D$ 各量都是表示某点地磁场大小和方向特征的物理量，统称为地磁要素。从图中可以看出，它们之间的关系如下：

$$T = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} = \sqrt{H^2 + Z^2} \tag{3.14}$$

$$H = \sqrt{X^2 + Y^2} \tag{3.15}$$

$$X = H\cos D,\ Y = H\sin D,\ Z = T\sin I = H\tan I \tag{3.16}$$

$$\tan I = \frac{Z}{H}, \tan D = \frac{Y}{X} \quad (3.17)$$

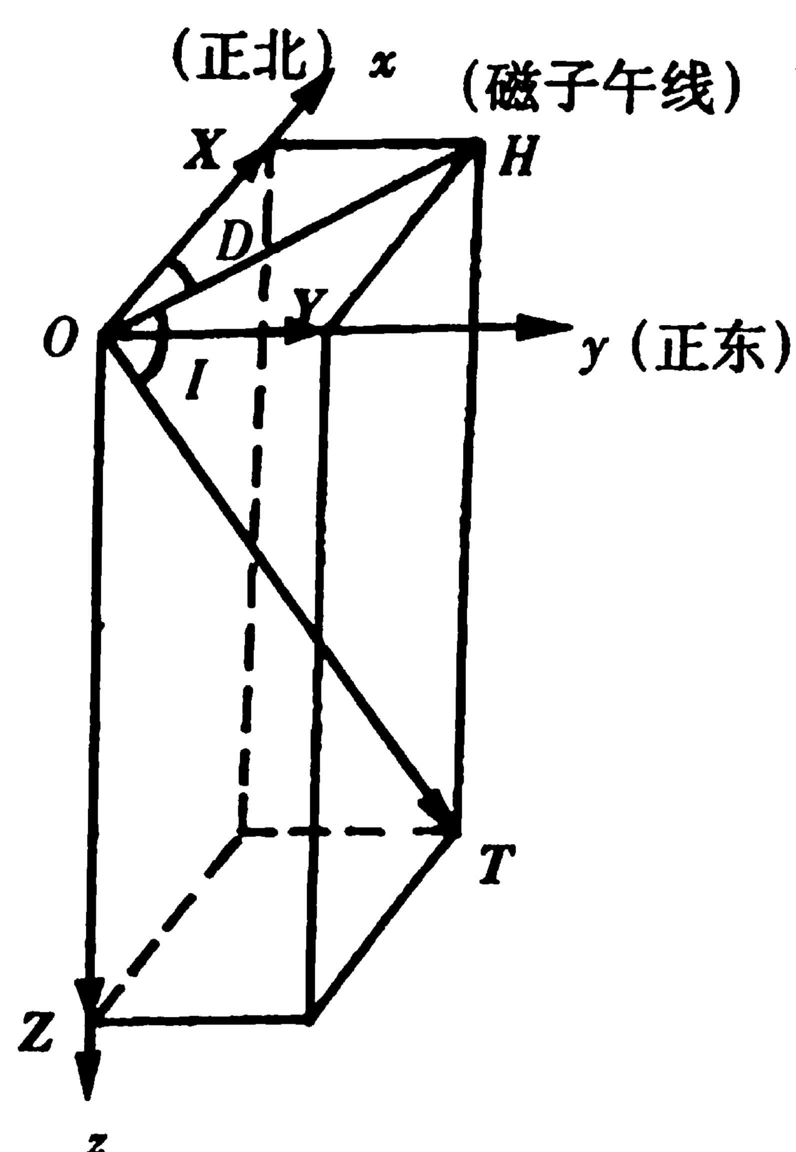



图 3-8　地磁要素图

以上关系说明，地磁要素可分为三组，即（$X$、$Y$、$Z$），（$H$、$Z$、$D$）以及（$H$、$D$、$I$）。只要测出一组中的三个要素就可求出其它要素。这三组地磁要素分别对应直角坐标系、柱坐标系和球坐标系。

约自 1600 年以来，世界就有几个观测台（如英国伦敦台、法国巴黎台等）进行定期地磁测量，不过用精密仪器长期连续测定各地磁要素还是始于 20 世纪初。根据地磁测量结果可以绘制世界地磁要素分布图。图 3-9 就是我国 1980 年编制的世界地磁场垂直分量等值线平面图。

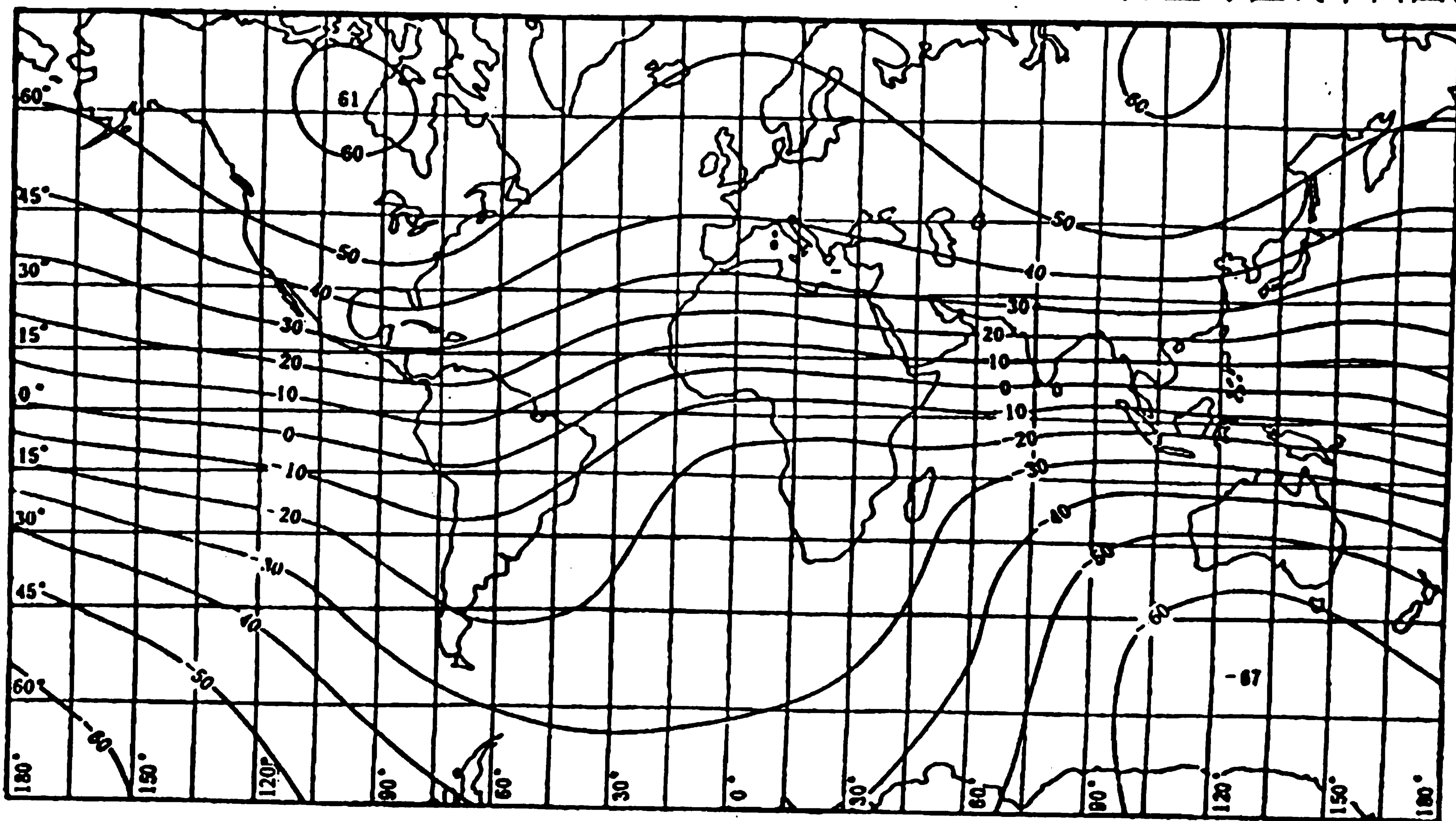


图 3-9　世界地磁场垂直强度等值线平面图(单位为 1000 nT)

（二）磁偶极子场与地磁极

从地磁要素图中可明显看出，地磁场与地球中心放一个强磁偶极子产生的磁场很相似。分析发现与实际地磁场拟合最佳的磁偶极子其磁矩约为 $8 \times 10^{22}$ A·m²，偶极子的轴和地理轴间存在约 11.5°的夹角，这个偶极子称为最佳拟合中心偶极子。它产生的磁场称为磁偶极子场，该场占基本磁场的（80～85)%。见图 3-10。

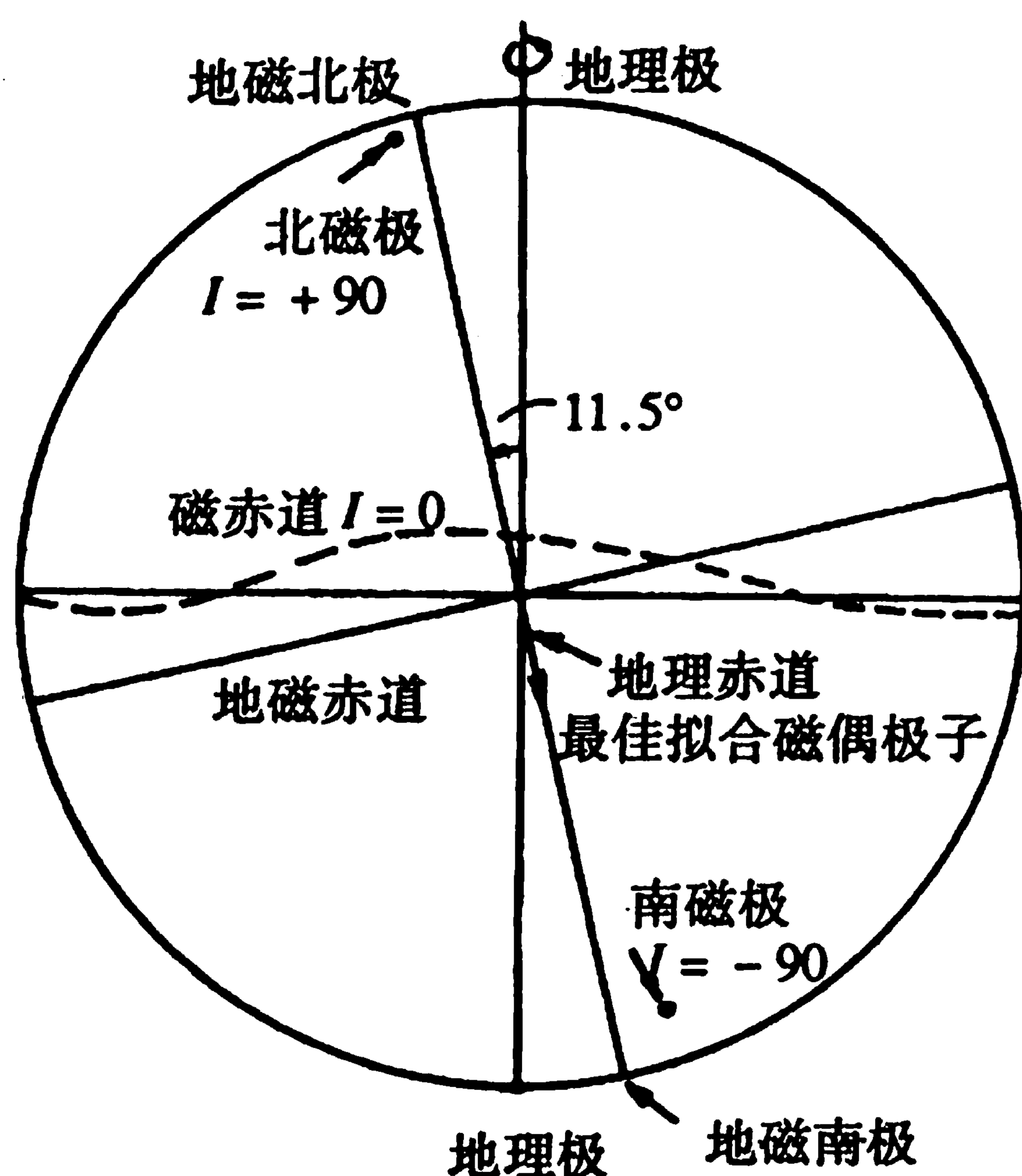



**图 3-10 磁极、地磁极及地理极之间的区别**

给磁极下定义需要注意，最佳拟合中心偶极轴交于地球表面两点，它们被称为地磁极。规定它们的位置的地理坐标是 78.5°N，75°W（位于格陵兰西北）和 78.5S，110°E（南极洲境内）。反之，地球表面上磁场垂直指向下（I = 90°，H = 0）的两个基本点叫做磁极。1975 年磁极的位置在 76.1°N，100°W；65.8°S，139.4°E。它们不是对称点，但和离地心约 400 km 远的一个倾斜偏心偶极子紧密对应。地磁南极距地理南极约为 1 280 km，地磁南极距南磁极为 1 350 km。应该指出的是，在地理北极附近吸引罗盘指北极的是地球的南磁极。可是，按照惯例把地理北极附近的磁极（$I = +90°$）称为地球的北磁极，而把地理南极附近的磁极称为地球的南磁极。

（三）大陆磁场

虽然中心偶极场（对地理轴倾斜 11.5°）和地球的实际磁场近似，但是两者之间还有相当大的偏差。从地球的基本磁场中除去偶极场部分，剩下的就是非偶极子场，又称大陆磁异常，它占基本磁场的（10～15)%。图 3-11 表示了地球表面上非偶极场的垂直分量。该图表明大陆磁场绕 6 个中心分布，每个中心都有各自的极性。较大异常延伸达几千千米，幅度达 16 000 nT（大致是地磁总场的 1/4)。这些大规模的异常和地理和地质方面没有任何明显的关系，几乎可以肯定是由地球内部的深源引起的。

（四）长期变化

对地磁场的长期观测表明，基本地磁场还有一个随时间缓慢向西飘移的变化，称为地磁场的长期变化。这种变化一般连续几十年或几百年。这一点从遍布世界地磁台记录的地磁要素年平均值中可以看出。图 3-12 表示了伦敦台记录的以往 400 年间磁偏角和倾角的变化。此图说明 1600～1700 年的 100 年间磁偏角共向西偏移了 16°（从 9°E～ －7°W)，磁倾角约增大 2°。这条曲线暗示了一个约以 500 年为周期的周期性变化。但是这个周期与古地磁学研究的结果有较大的差异。

这条曲线的另一个重要特点是长期变化为顺时针转动，并表现出其变化中心向西偏离到地理北约 7°。这和现代偶极场的位置大致相当。暗示了长期变化只是非偶极场引起的，偶极场的方位几乎保持不变。

长期变化不仅限于倾角和偏角，就连地球中心偶极子的磁矩也在变化。1935 年高斯首先计算出为 $8.5 \times 10^{22}$ A·m²，而 1960 年计算该值为 $8.0 \times 10^{22}$ A·m²（利用（3.9)、（3.10）式计算）。在这期间，地球磁矩以每世纪 5% 的速率在不断减小。如按这种速率递减，再过两千年后，地球磁矩将变为很小甚至完全消失。这种现象如果确实继续存在的话，可能是地磁极倒转的征兆。因

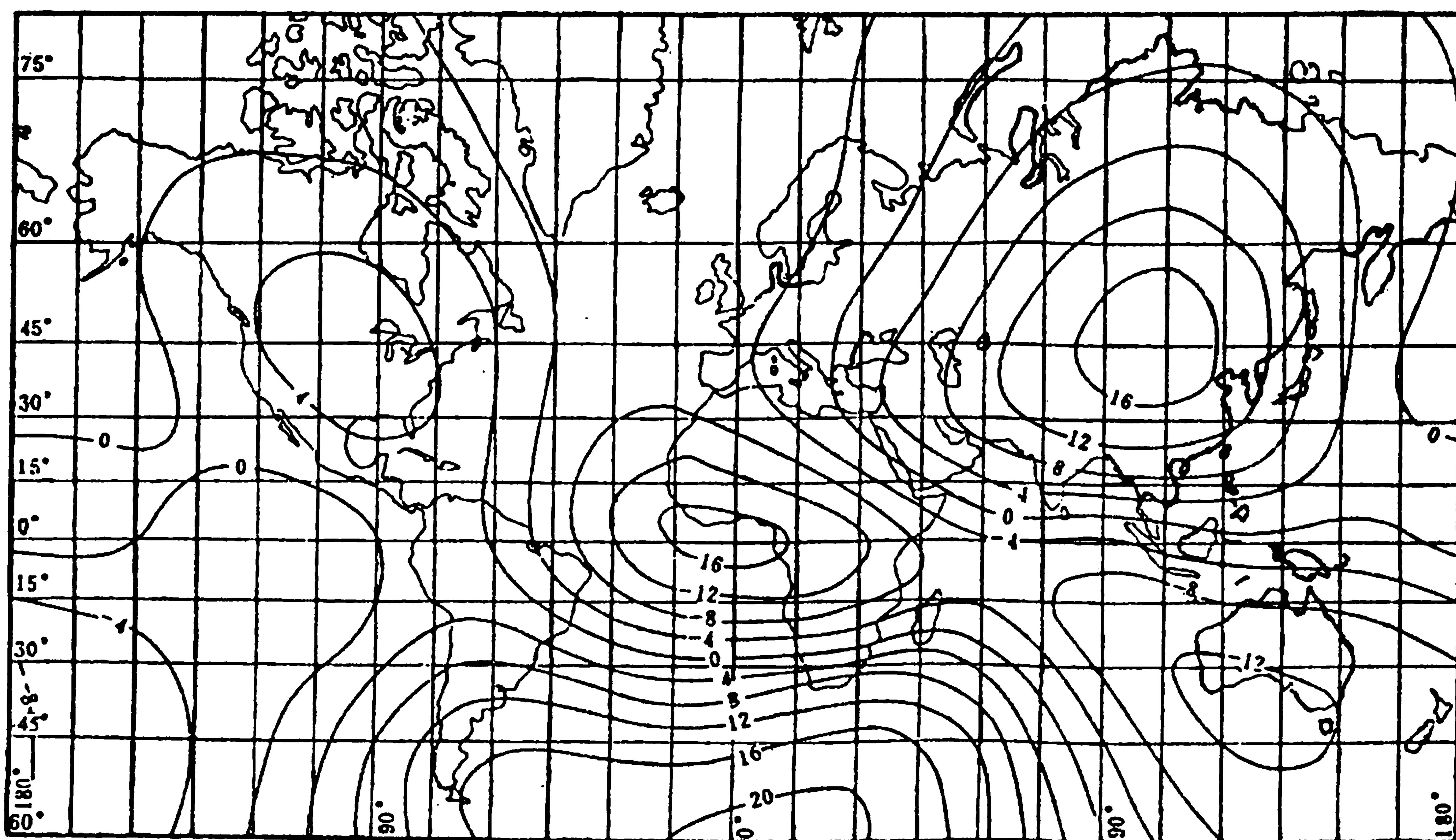


图 3-11　非偶极场的垂直分量(1980 年)(单位为 1000 nT)

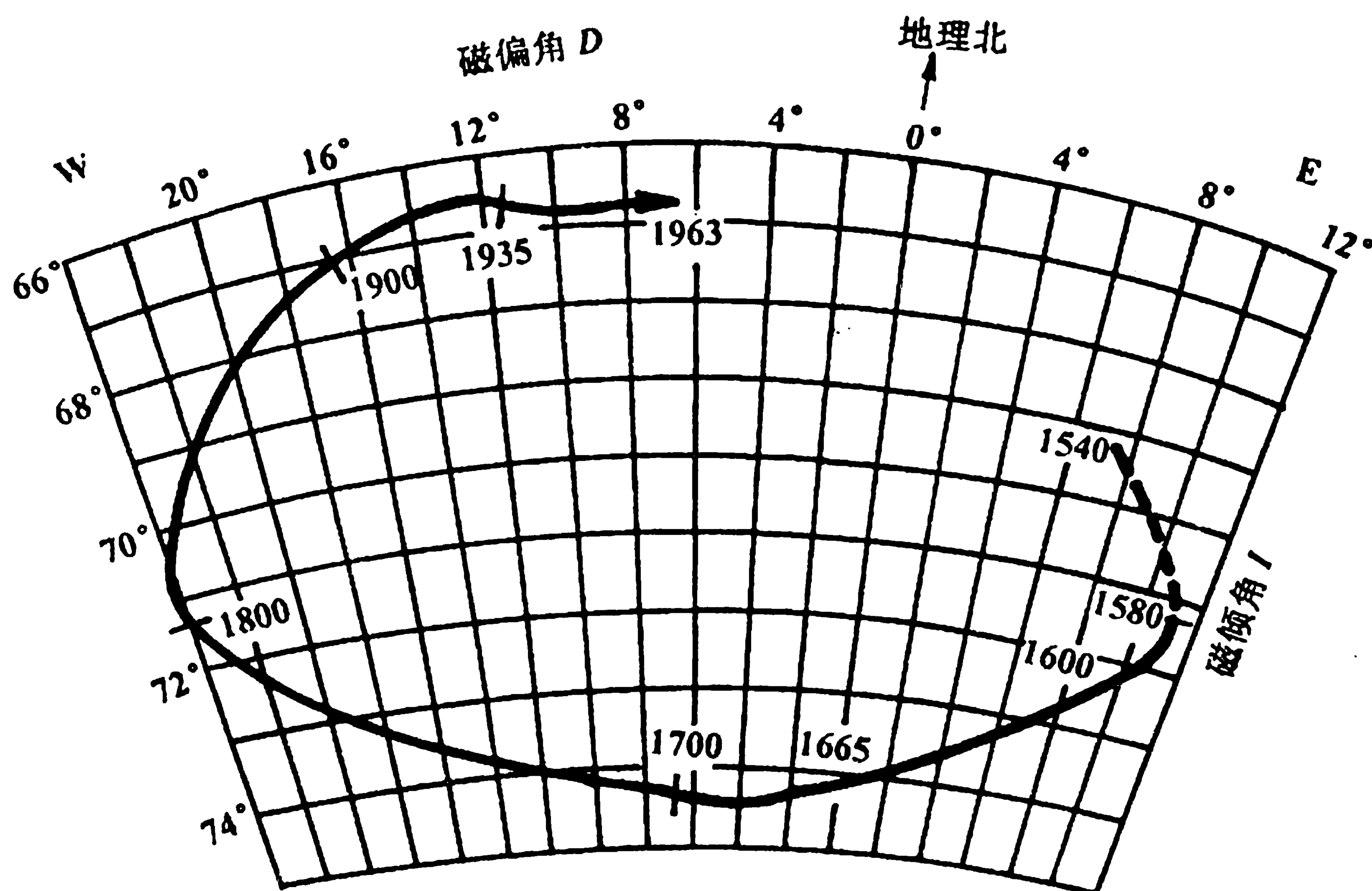



图 3-12　伦敦台记录的地磁倾角和偏角的变化

为古地磁学研究发现，在地质历史年代中，地球磁极已多次发生倒转现象，并发现古地磁场强度在地球磁极倒转前发生递减到零而反向的过渡阶段。地磁场极性变化是地球史上最重要特点之一。

## 二、外源磁场

外源磁场是起源于地球外部并叠加在基本磁场上的各种短周期变化磁场。它只占地磁场的很小一部分（不到 1%），但组成比较复杂。基本可分为两类：一类是连续出现有周期性的规律变化，包括周期为 11 年，即与太阳黑子活动周期一致的磁变化；和以一个太阴日为周期的日变。另一类则是偶然发生的时间短暂的复杂变化，主要有磁暴和磁扰。

日变：是以一个太阴日为变化周期的地磁场短期变化。它的变化特点是随地区和时间的变化而变化，但同一磁纬度圈的不同地点日变形态是一样的。白天变化幅度比夜间强，夏季大于冬

季。日变的平均幅度为几到几十纳特，图 3-13 为我国成都地区的日变曲线。

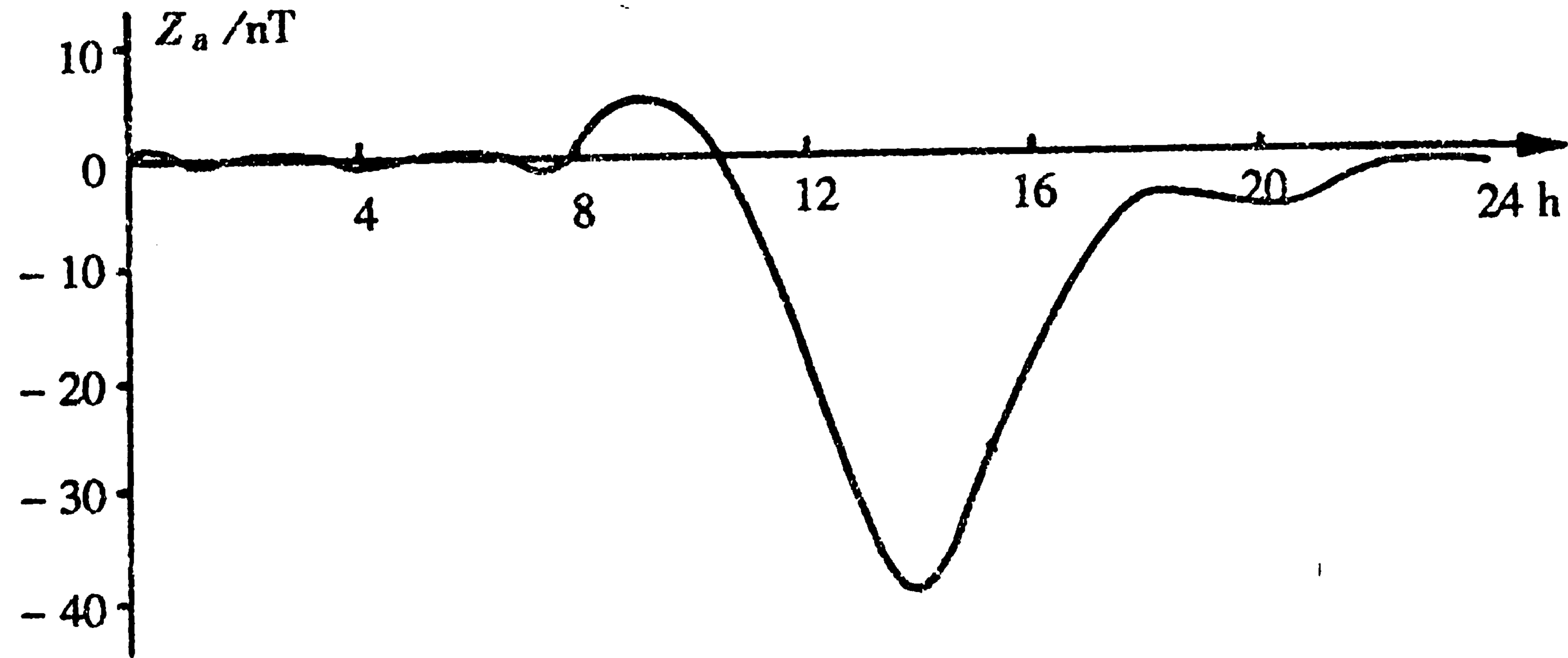



**图 3-13　1978 年 10 月 8 日成都地区日变记录**

磁暴和磁扰：地磁场的无规律突然变化叫磁扰。磁扰形态复杂，变化剧烈。强度大的磁扰，称为磁暴。磁暴一般是全球同时发生的，其强度可达数百甚至上千纳特，延续时间可达几天。据统计，小磁暴较多而强磁暴较少。相当数量的磁暴具有 27 天重复出现的特征。发生次数具有季节性，一般春秋两季较多。当强磁暴发生时，磁测工作应停止进行。

### 三、磁异常

在消除了各种短周期磁场变化以后，实测地磁场与基本磁场（即正常磁场）间存在的差异，称为磁异常。磁异常是地下岩、矿体或地质构造受到地磁场磁化后，在其周围空间形成并叠加在地磁场上的次生磁场。因此它属于内源磁场，但只占内源磁场中很小的一部分。磁异常中，由分布范围较大的深部磁性岩层或区域地质构造引起的部分，称为区域异常；而由分布范围较小的浅部磁性岩、矿体或地质构造引起的部分，称为局部异常。实际工作中，磁异常与正常场（即局部异常与区域异常）的概念具有相对的意义，要根据解决的地质问题和勘探对象来确定。

在磁测中，根据所测定的地磁要素的不同，可把磁异常分为垂直磁异常（用 $Z_a$ 或 $\Delta Z$ 表示）和水平磁异常（$H_a$ 或 $\Delta H$）二种。其中垂直磁异常是地磁场垂直分量的相对变化值，在数值上等于实测地磁场垂直分量（$Z$）与正常场垂直分量（$Z_0$）之差。水平磁异常是指地磁场水平分量的相对变化值。在数值上等于实测地磁场水平分量（$H$）与正常场水平分量（$H_0$）之差。在航空磁测和海洋磁测中，都是测定总磁场磁感应强度的相对变化值 $\Delta T$，称为总磁场标量异常。在数值 $\Delta T$ 等于实测总磁场磁感应强度（$T$）与正常场总磁场磁感应强度（$T_0$）之差。

### 四、地磁场的起源

地磁场的成因问题是现代地球科学的重大问题之一。过去对地磁场的成因有过不少假说。主要有以下几种：

起初设想地球内部（主指地幔和地核）是由铁磁性介质或铁磁性岩石组成。这种假说不能成立，因为地壳温度梯度约 30 ℃/km，因此大约在 25 km 的深度上就达到了铁磁性介质的居里点温度。即使考虑到压力的因素，地幔与地核也不能保持铁磁性。

另一种假说是地磁场来源于地壳内部的岩石磁性。按地球的磁矩计算，需要地壳整个岩石的磁化强度平均值达 6 000 A/m，而目前测定的地壳大多数岩石的磁化强度远小于 10 A/m，所以这一假说也不能成立。

目前最有希望的是自激发电机假说。该假说认为：地核是由良导电流体组成；地核中原来存在着微弱的磁场；在液态地核中持续发生着差异运动或对流，并产生新的磁场，从而增强了原来

的磁场。由于流体的持续运动而不断提供能量，因而引起一种自激发电机效应。由于能量的不断消耗和供应，磁场增强到一定程度就稳定下来，形成现在的基本地磁场。

关于促使发电机运转的动力，目前还不清楚。但有一点可以明确，除了地球自转引起的以外，一定还有其它机构在搅拌地核并引起流体运动，以构成自激和自反转的发电机作用。如地球的固态内核可能还正在扩大，从液态变到固态的过程中放出的热能提供能量维持流体运动；地核的液态物质跟不上地球在其轨道上的运动，从而使核幔物质产生摩擦起着搅拌作用；液态地核的对流和旋涡可能是放射性加热的结果，或者是由伸到地核内的固态地幔块引起的等等。

## §3.3 岩石的磁性

岩石的磁性与矿物的磁性有直接关系。大量研究表明，岩石磁性主要取决于所含铁磁性矿物的多少。岩石中所含铁磁性矿物通常以细粒的形式弥散在顺磁性和逆磁性矿物的基质内，因此整块岩石显示出具有铁磁性的特征。此外，岩石的磁性还与它们的形成历史有关。所以在研究岩石的磁化时，要考虑二种因素：一种是被现代地磁场磁化后取得的，称为感应磁化强度（简称感磁），以 $M_r$表示。另种是岩、矿石形成时，受当时地磁场磁化获得的磁化强度被保留下来的部分，称为天然剩余磁化强度（简称剩磁），以 $M_r$表示。于是

$$M = M_i + M_r \tag{3.18}$$

天然剩余磁化强度与岩石的形成过程和磁化经历有关。目前在研究岩石磁化方面，它已被当作古地磁化石记录的标志被广泛应用。

### 一、岩石的感应磁化强度

岩石的感应磁化强度决定于岩石的磁化率 $\kappa$ 的现代地磁场强度 $T$，方向一般与现代地磁场方向一致。即

$$M_i = \kappa T \tag{3.19}$$

地磁场是一个弱磁场，磁性矿物被磁场磁化时，$M_i$处于磁滞回线的线性部位，因此 $\kappa$ 实际是一个常量。

磁化率能用一个叫卡帕仪的轻便仪器在野外岩石上直接测量，或者收集标本在实验室里进行测量。对于弱磁化率的标本，可用无定向磁力仪进行准确的测量。由于磁化率和磁化场的磁化强度关系密切，必须在已知磁场强度中来测量和记录磁化率的数据。一般用 160 A/m 级次的磁化场，目的是使它接近地磁场中的岩石磁化状况。表 3-1 列出了各类岩、矿石的磁化率值，从中看出各类岩石磁化率值变化范围很广，但仍具有一定的规律性。岩浆岩磁性一般较高，由酸性岩到基性岩，随着二氧化硅含量逐渐降低，铁磁性矿物含量逐渐增加，岩石磁性也逐渐增强。沉积岩磁性一般都很弱，其中有许多可认为是无磁性的。变质岩的磁性常与变质前的岩石有关，具有层状结构的变质岩，往往存在着磁性的各向异性。非金属矿的磁性很弱。在金属矿中，磁铁矿具有最强的磁性。

**表 3-1 各类岩、矿的磁化率**

| 名称 | | $\kappa/4\pi 10^{-6}$ | | 名称 | | $\kappa/4\pi 10^{-6}$) | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 变化范围 | 最常见值 | | | 变化范围 | 最常见值 |
| 沉积岩 | 白云岩 | 0 - 75 | 10 | 非金属矿 | 石墨 | | - 8 |
| | 灰岩 | 2 - 280 | 25 | | 石英 | | - 1 |
| | 砂岩 | 0 - 1 660 | 30 | | 岩盐 | | - 1 |
| | 页岩 | 5 - 1 480 | 50 | | 石膏 | | - 1 |
| 岩浆岩 | 花岗岩 | 0 - 4 000 | 200 | | 方解石 | | |
| | 流纹岩 | 20 - 300 | | | 煤 | - 0.6 ~ - 1 | 2 |
| | 辉绿岩 | 80 - 13 000 | 4 500 | | 黏土 | | 20 |
| | 斑岩 | 20 - 16 700 | 5 000 | 金属矿 | 黄铜矿 | | 32 |
| | 玄武岩 | 20 - 14 500 | 6 000 | | 闪锌矿 | | 60 |
| | 闪长岩 | 50 - 10 000 | 7 000 | | 锡石 | | 90 |
| | 辉岩 | | 10 500 | | 菱铁矿 | 100 - 310 | |
| | 橄榄岩 | 7600 - 15 600 | 13 000 | | 黄铁矿 | 4 - 420 | 130 |
| | 安山岩 | | 13 500 | | 褐铁矿 | | 220 |
| 变质岩 | 片岩 | 25 - 240 | 120 | | 毒砂 | | 240 |
| | 千枚岩 | | 130 | | 赤铁矿 | 40 - 3 000 | 550 |
| | 片麻岩 | 10 - 2 000 | | | 铬铁矿 | 240 - 9 400 | 600 |
| | 石英岩 | | 350 | | 磁黄铁矿 | $10^2 - 5\times10^5$ | 125 000 |
| | 蛇纹岩 | 250 - 1 400 | | | 钛铁矿 | $2.5\times10^4 - 3\times10^5$ | $1.5\times10^5$ |
| | 板岩 | 0 - 3 000 | 500 | | 磁铁矿 | $10^5 - 1.6\times10^6$ | $5\times10^5$ |

表中数据摘自 Telford W M 等人的著作 Applied Geophysics

## 二、岩石的剩余磁化强度

地壳上部的大部分岩石除了由现代地磁场感应产生的感应磁化强度 $M_i$以外，还有剩余磁化强度 $M_r$。火山岩和热变质岩的 $M_r$特别大，它们的科尼斯贝格比 $Q(=M_r/M_i)$常大于1，有时甚至超过 100。而 $M_r$的方向，据测定除了最近代的岩石之外，一般与现代地磁场的方向相差都很大，甚至相差 180°。所以，要得到满意的地质结果，特别是火山岩地区的磁异常解释，必须考虑 $M_r$的强度和方向。近几十年内，对于岩石获得天然剩余磁化强度（NRM）的各种过程有了进一步的了解。其中比较重要的有以下几种：

（一）热剩余磁化强度（TRM）

TRM 是岩石在地磁场中由居里点以上温度冷却到室温过程中得到的。这是火山岩 NRM 较强而又稳定的重要原因。大多数的 TRM 是在低于居里点（$T_c$）50 ~ 100 ℃的温度范围内得到的。而且多数岩石的 TRM 与背景场 $H_a$ 严格平行。对于弱磁场来说，它的强度还与 $H_a$ 成比例。

实践证明，岩石在磁场中经过各个温度区间冷却，所获得的热剩磁彼此无关。这一结果称为该段温度范围内的部分热剩余磁化强度（PTRM）。并且当从 $T_c$ 冷却到室温 $T_0$ 所产生的总 TRM 证明是在 $T_c \sim T_1$，$T_1 \sim T_2$，…，$T_n \sim T_0$ 各个区间得到的 PTRM 的总和，见图 3-14。反之，加热到温度 $T_i(<T_c)$,接着在零磁场中冷却，则只破坏在低于温度 $T_i$ 时获得的那部分 TRM。根据这一特征，在适当的条件下，可确定产生原始 NRM 的古地磁场强度。在弱磁场中，TRM 比同样磁场中获得的其它剩余磁化强度更强，更稳定。因此，TRM 可从其它剩余磁化强度（包括各种次生剩磁）中区分出来。

（二）沉积剩余磁化强度（DRM）

在形成沉积岩的缓慢沉积过程中，带有早期剩磁的微细磁性岩石颗粒在静水中沉淀，并按当时地磁场的方向呈定向排列。这种颗粒的排列经沉积、压实、脱水后，长期保存在沉积岩中所显示出的磁性称为 DRM。沉积岩的 DRM 一般比较稳定。矿物学研究结果表明，纹泥岩中的主要磁

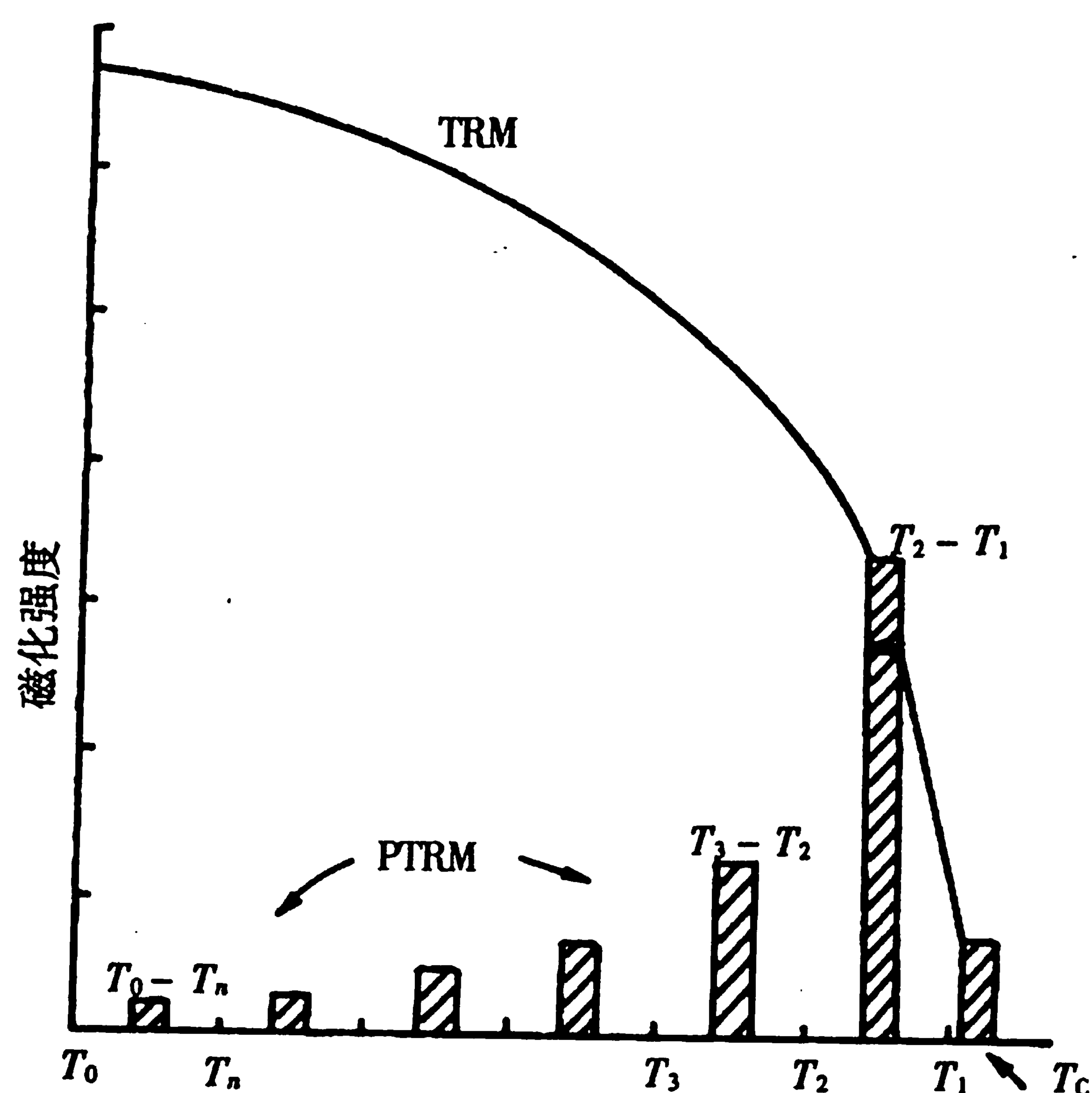



图 3-14　总剩磁与部分热剩磁的关系

性矿物是只有几微米大小的磁铁矿颗粒。

（三）结晶或化学剩余磁化强度（CRM）

CRM 是在背景磁场（如地磁场）中，由一些化学作用（在远低于它们居里点的温度下）引起细磁颗粒集结、生长或再结晶的过程里获得的。似乎很多沉积岩和变质岩实质上都具有 CRM。有些红色沉积岩的剩磁可能是由针铁矿变到赤铁矿或由纤铁矿变到磁赤铁矿的脱水及重结晶过程中获得的 CRM。甚至在火山岩中氧化铁矿物也会在缓慢地脱溶或低温氧化过程中由一种形式转变到另一种形式，从而获得 CRM。

以上三种剩磁，称为原生剩磁，即形成岩石时获得的剩磁。

（四）等温剩余磁化强度（IRM）

IRM 是岩石在常温条件下，因外磁场的作用而获得的剩磁。对岩石加一短时间的外磁场，去掉磁场后，即可获得剩磁。在弱磁场（如地磁场）中，它的强度可以忽略不计。只有在局部曾遭受强磁场作用，如雷击岩石露头，IRM 才有意义。但雷击造成的 IRM 是局部的，强度也非常不规则，很容易辨认。

（五）黏滞剩余磁化强度（VRM）

VRM 是岩石长期暴露在地磁场中得到的积累 IRM。由于长期受外磁场作用，愈来愈多的磁畴按所作用的磁场方向排列，使其剩余磁性逐渐累积增强，并固定下来。VRM 强度的增大一般是时间的对数函数；而它的稳定性也随时间的增长而增大。因此，获得的 VRM 是十分稳定的。

以上两种剩磁是次生剩磁，它是岩石形成后由外磁场作用形成的。次生剩磁的成分一般比原生剩磁的软，通过一定的方法可以把它们区分开。

## §3.4　磁性体的磁场

为了正确地进行磁测资料的推断解释，首先须对各种磁性体的磁场特征加以分析和研究。并须引入有效磁化强度的概念。如图 3-15，设磁性体的磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 与地磁场 $\boldsymbol{T}$ 的方向一致，磁测

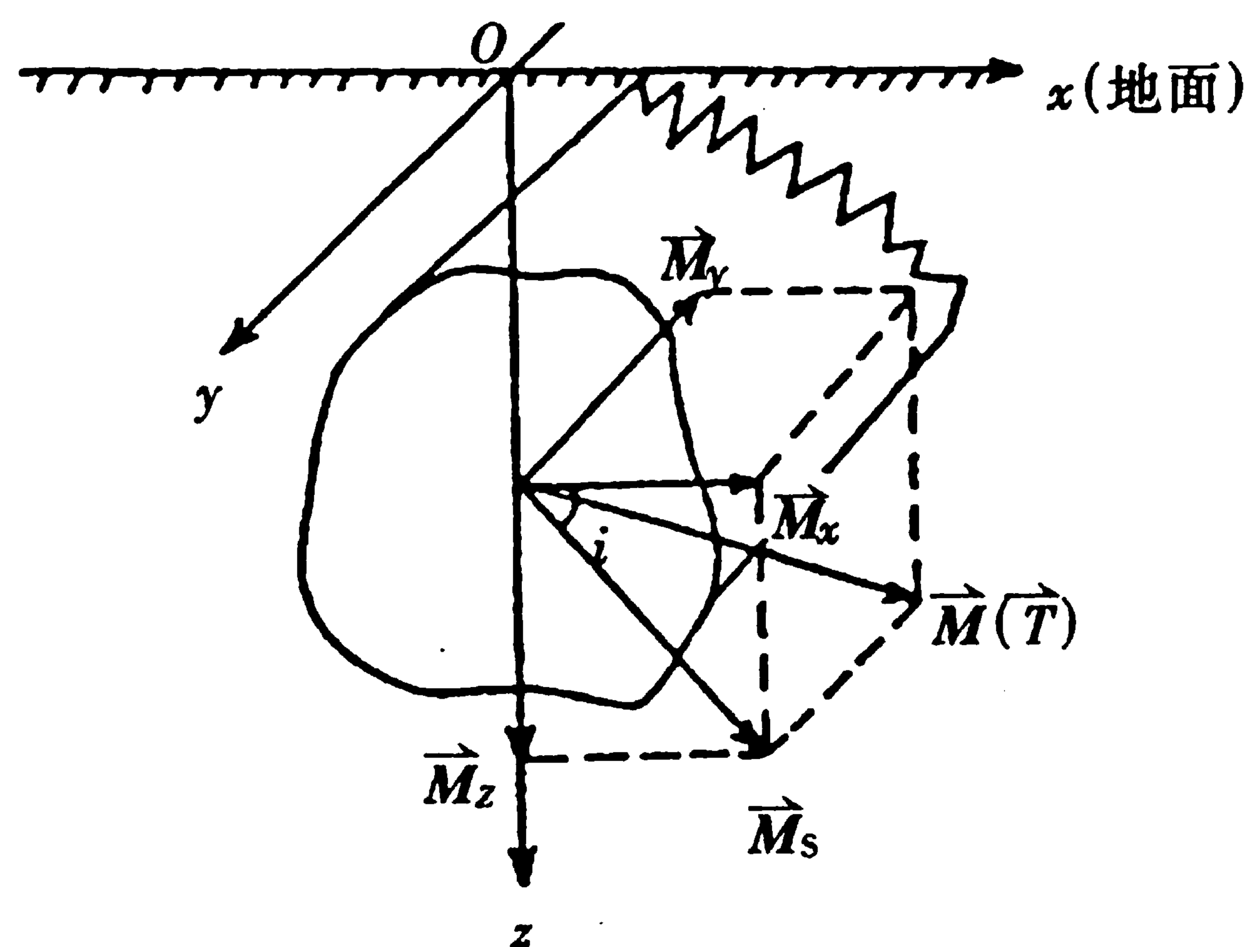



图 3-15 磁化强度 $\vec{M}$ 的分解

沿 $x$ 轴进行。显然 $M$ 可分解为 $M_x$、$M_y$ 和 $M_z$ 三个分量。$M_x$ 和 $M_z$ 的合成矢量，即 $M$ 在观测剖面 $xOz$ 上的分量 $M_S$ 称为有效磁化强度。而 $M_S$ 与 $x$ 轴正向的夹角，以 $i$ 表示，称为有效磁化倾角。

这里只讨论柱体、球体及薄板状体等规则形体的 $Z_a$ 磁异常特征。

## 一、柱体磁场的分析

这里讨论顺轴磁化柱体的磁场，即磁化方向（设与地磁场方向相同）与柱体轴线方向一致的情况。此时仅在柱体的顶面及底面形成正、负磁极。当柱体向下无限延伸时，其下底正磁极在地表的磁场可以忽略不计，所以又称单磁极。若磁极截面比埋深小得多，则上顶负磁极的场可视为负点磁极的磁场。

设点磁极中心在地面的投影为坐标原点 $O$，柱体上顶埋深为 $h$。在北半球，磁极强度为 $Q_m$ 的负点极在地面沿 $x$ 轴的某点 $P$ 上产生的总磁异常由（3.2）式可知为

$$Ta = \frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{Q_m}{r^2} = \frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{Q_m}{x^2 + h^2}$$

需要指出的是，上式是场强的表达式，单位为 A/m。而野外磁力仪实测的量为磁感应强度，单位为特斯拉（T）。所以本节及后文中所讨论的“场”以及磁异常的概念，均指磁感应强度。由于空气中 $\mu \approx \mu_0$，上式变为

$$T_a = \frac{1}{4\pi}\frac{Q_m}{r^2} = \frac{1}{4\pi}\frac{Q_m}{x^2 + h^2} \tag{3.20}$$

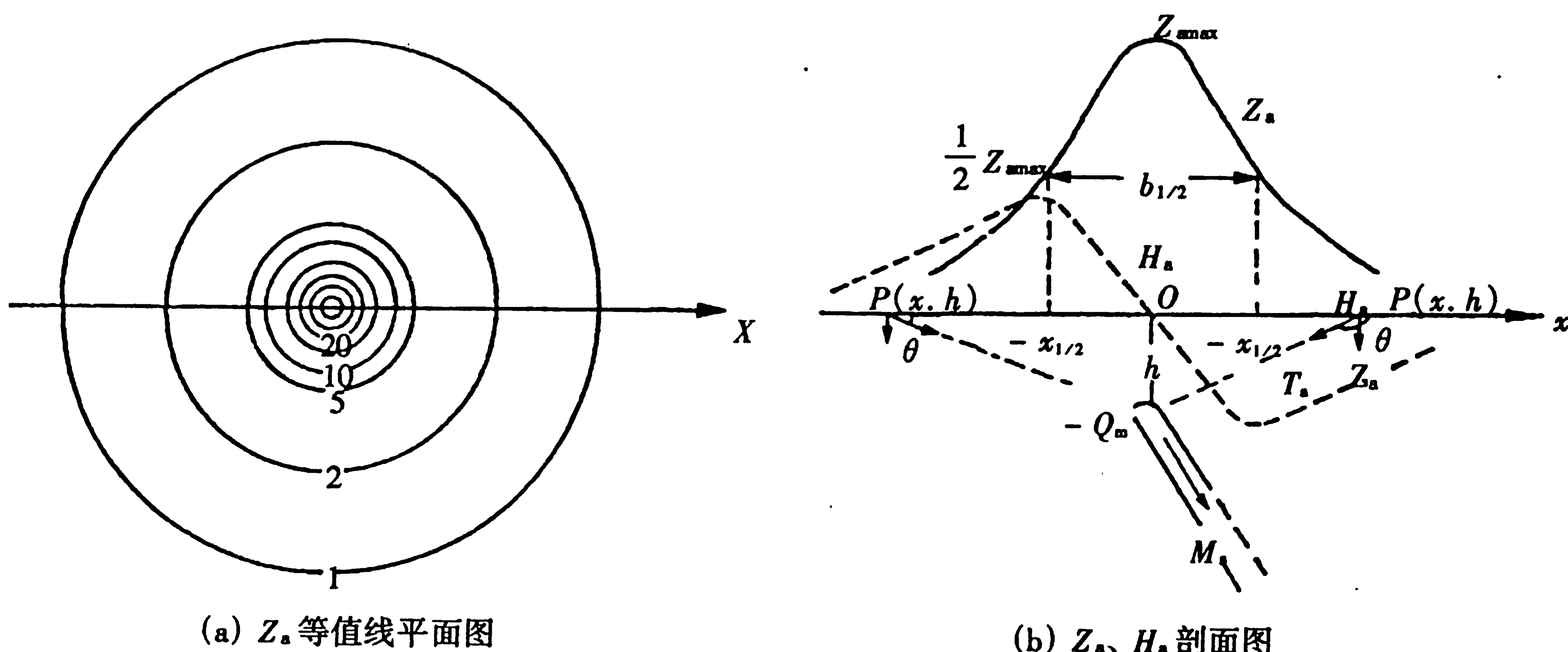
设 $T_a$ 与 $x$ 轴正向顺时针的夹角为 $\theta$，见图 3-16。原点右方的测点磁异常垂直分量 $Z_a$ 和水平分量 $H_a$ 的值分别为

$$\left.\begin{aligned} Z_a &= T_a\sin\theta = \frac{1}{4\pi}\frac{Q_m h}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \\ H_a &= T_a\cos\theta = \frac{-1}{4\pi}\frac{Q_m x}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \end{aligned}\right\} \tag{3.21}$$

不准看出，负点极的 $Z_a$ 表达式和曲线形态与球体重力异常完全相似。当 $x \to \pm\infty$，则 $Z_a \to 0$。当 $x = 0$ 时，$Z_a$ 有极大值

$$Z_{amax} = \frac{1}{4\pi}\frac{Q_m}{h^2} \tag{3.22}$$

负点极的 $Z_a$ 等值线是以原点为中心的一系列疏密不等的同心圆组成，见图 3-16（a）。根据




(a) $Z_a$ 等值线平面图　　(b) $Z_a$、$H_a$ 剖面图

**图 3-16　负点磁极的磁场**

(3.21) 式不难得出 $Z_a$ 曲线半极值点宽度 $b_{1/2}$ 与柱体上顶埋深 $h$ 的关系。以半极值点所对应的横坐标 $x_{1/2}$ 代入 (3.21) 式中，所得磁异常应为极大值的一半，经解方程得：

$$x_{1/2} = 0.766h \tag{3.23}$$

所以，

$$b_{1/2} = x_{1/2} - (-x_{1/2}) = 1.53h \tag{3.24}$$

顺轴磁化有限延深柱体的磁场为双极的磁场。该磁场应为上顶负磁极和下底正磁极磁场的叠加。

设柱体长 $2l$，倾角为 $\alpha(\alpha = i)$，中心埋深为 $h_0$，取柱体中心在地面的投影为坐标原点 $O$。根据 (3.21) 式可得到上顶及下底磁极产生的磁感应强度垂直分量分别为

$$Z_a(-) = \frac{Q_m}{4\pi}\frac{h_0 - l\sin\alpha}{[(x + l\cos\alpha)^2 + (h_0 - l\sin\alpha)^2]^{3/2}}$$

$$Z_a(+) = \frac{-Q_m}{4\pi}\frac{h_0 + l\sin\alpha}{[(x - l\cos\alpha)^2 + (h_0 + l\sin\alpha)^2]^{3/2}}$$

整个柱体的磁场垂直分量即为上二式之和，即

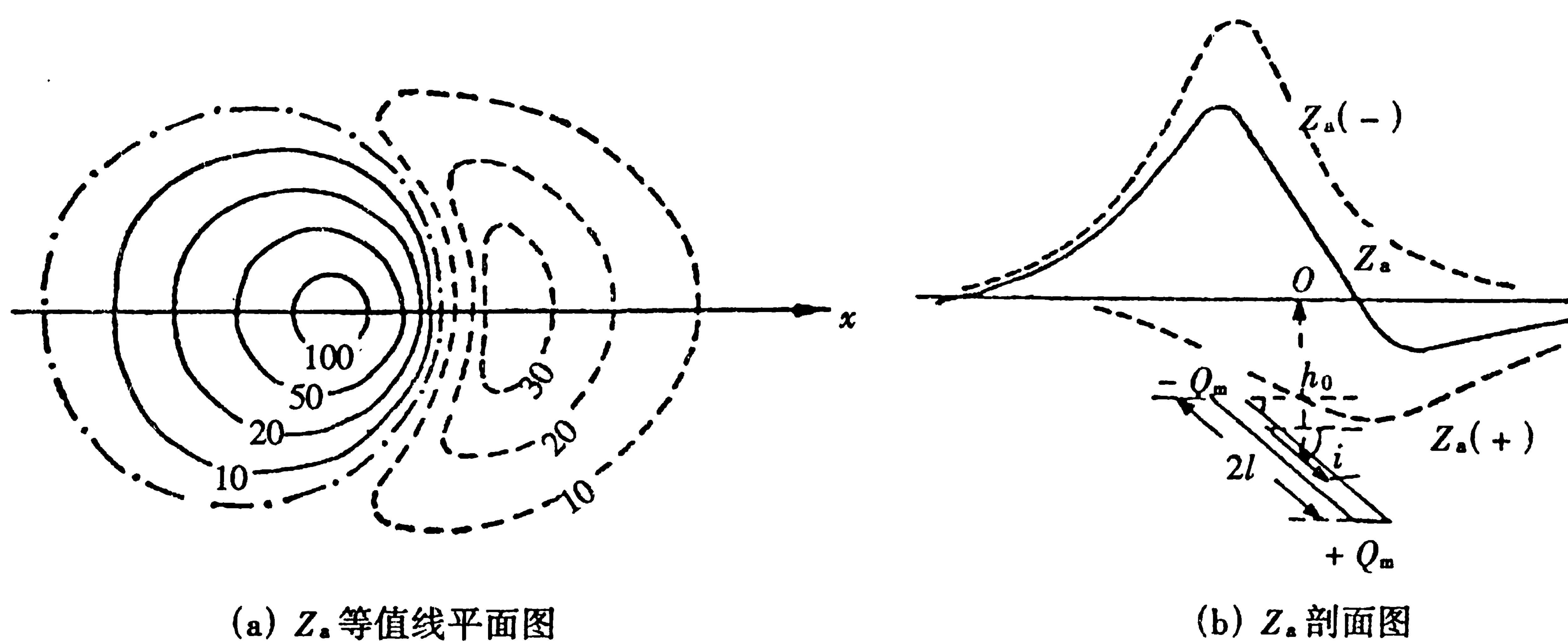
$$\begin{aligned} Z_a &= Z_a(-) + Z_a(+) \\ &= \frac{Q_m}{4\pi}\left\{\frac{h_0 - l\sin\alpha}{[(x + l\cos\alpha)^2 + (h_0 - l\sin\alpha)^2]^{3/2}} - \frac{h_0 + l\sin\alpha}{[(x - l\cos\alpha)^2 + (h_0 + l\sin\alpha)^2]^{3/2}}\right\} \end{aligned} \tag{3.26}$$

图 3-17(b)绘出了 $Z_a(-)$、$Z_a(+)$、和 $Z_a$ 曲线。$Z_a(-)$曲线为正值对称曲线，由于负磁极离地面较近，故其磁场峰值高，范围窄。$Z_a(+)$曲线为负值对称曲线，由于正磁极离地面较远，故其磁场峰值低，范围宽。由于正、负磁极在地面的投影并不重合，因此这两条曲线叠加后获得的 $Z_a$ 曲线失去了对称性。磁场极大值偏向原点 $O$ 的左方，而在柱体倾斜的一方出现较明显的负值。图 3-17 (a) 是双磁极的 $Z_a$ 等值线平面图。

## 二、球体磁场的分析

自然界中囊状、巢状的磁体都可视为球体。由于均匀磁化球体的磁场与位于球心的磁偶极子磁场类似。因此从磁偶极子的场着手研究球体磁场的特征。

将球体中心在地面的投影点选作坐标原点。设有效磁化强度为 $M_s$，有效磁化倾角（磁偶极子的倾角）为 $i$。将两极间的距离 $2l \to 0$ 这个条件代入 (3.25) 式中，忽略其中含有 $l^2$ 和 $l$ 的更高次项，并用 $i$ 代替 $\alpha$，即可获得球体的磁场的磁感应强度垂直分量公式




(a) $Z_a$ 等值线平面图　　　　(b) $Z_a$ 剖面图

**图 3-17　双极的 $Z_a$ 磁场**

$$Z_a = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_s}{(x^2 + h^2)^{5/2}} [(2h_0^2 - x^2)\sin i - 3h_0 x \cos i] \tag{3.26}$$

式中 $m_s = M_s V$ 称为球体的有效磁矩；$V$ 为球体的体积。在东西剖面内，$i = 90°$，说明有效磁化强度在剖面上的投影直立，这时上式简化为

$$Z_a = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_s(2h_0^2 - x^2)}{(x^2 + h_0^2)^{5/2}} \tag{3.27}$$

当 $x = 0$ 时，有

$$Z_{amax} = \frac{\mu_0 m_s}{2\pi h_0^3} \tag{3.28}$$

图 3-18 即为球体 $Z_a$ 磁场剖面曲线及平面等值线图。

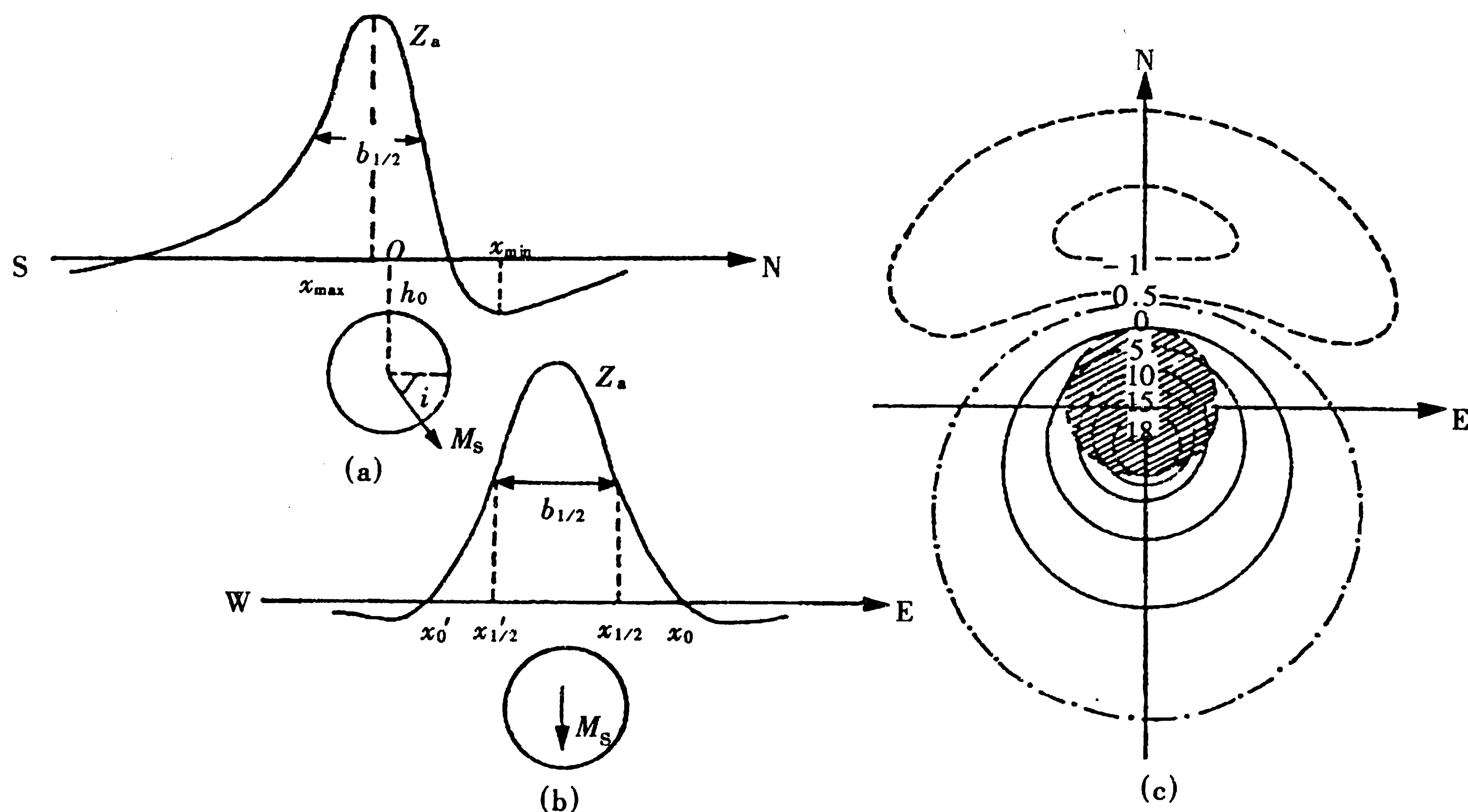



**图 3-18　球体的 $Z_a$ 磁场**

(a) 南北剖面 $Z_a$ 曲线；(b) 东西剖面 $Z_a$ 曲线；(c) 平面等值线

我国地处中纬度地区，由于受地磁场倾斜磁化，故球体的 $Z_a$ 磁场总是由正、负两部分组成。负值一般出现在正值的北面，正、负异常构成一个整体。球心位置不在极大值的正下方，而在极大值和极小值之间的某个位置。

### 三、板状体磁场的分析

这里只介绍沿走向无限延伸的薄板状体，又称二度体。即磁体走向长度比埋深大得多的情况，此时沿走向方向的两个端面的磁荷对进行观测的横剖面上的磁场的影响可以忽略不计，否则即称有限延伸磁体。所谓薄是指板的厚度比埋深小得多的情况，这些都是相对的概念。如果薄板状体是无限延深且顺层磁化时，它产生的磁场可视为单极线的磁场。如岩墙、岩脉等均可视为薄板状体。

当磁化强度方向与板的侧面平行时，称为顺层磁化。这个板的两个侧面不出现磁荷，只在板的上顶面和下底面出现磁荷。由于无限延深，下底正磁极在地面产生的磁场可以忽略，于是无限延深顺层磁化薄板便相当于单极线。又由于板状体沿走向无限延长，因此，单极线也是无限长的。可以认为无限长单极线由无数个点极（无限延深顺轴磁化柱体）沿一条直线排列而成的负磁极线，它的磁场应为所有负点磁极场之和。

取薄板上顶中心在地面的投影为坐标原点，$x$ 轴和 $y$ 轴分别垂直和平行板的走向，$z$ 轴垂直向下。若上顶磁荷面密度为 $\sigma_m$，板的水平宽度为 $2b$，上顶埋深为 $h$，则有 $h>2b$。这样，薄板在 $x$ 轴上任一点 $P$ 产生的 $Z_a$ 磁场为

$$Z_a = \frac{2\sigma_m bh}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dy}{(x^2+y^2+h^2)^{3/2}} = \frac{\sigma_m bh}{\pi(x^2+h^2)} \tag{3.29}$$

由于顺层磁化，有效磁化倾角 $i$ 与板的倾角 $\alpha$ 相等，因此磁荷面密度

$$\sigma_m = \mu_0 M_s \sin i = \mu_0 M_s \sin\alpha$$

于是（3.29）式亦可写为

$$Z_a = \frac{\mu_0 M_s bh\sin\alpha}{\pi(x^2+h^2)} \tag{3.30}$$

从图 3-19 可见，单极线 $Z_a$ 异常呈对称分布，无论从磁场表达式还是从异常形态看，薄板的 $Z_a$ 磁场与水平圆柱体的重力异常类似。

当 $x=0$ 时，$Z_a$ 取得极大值

$$Z_{amax} = \frac{\mu_0 M_s b\sin\alpha}{\pi h} \tag{3.31}$$

此外，还可求出曲线半极值点宽度 $b_{1/2}$ 与埋深 $h$ 的关系为

$$b_{1/2} = 2h \tag{3.32}$$

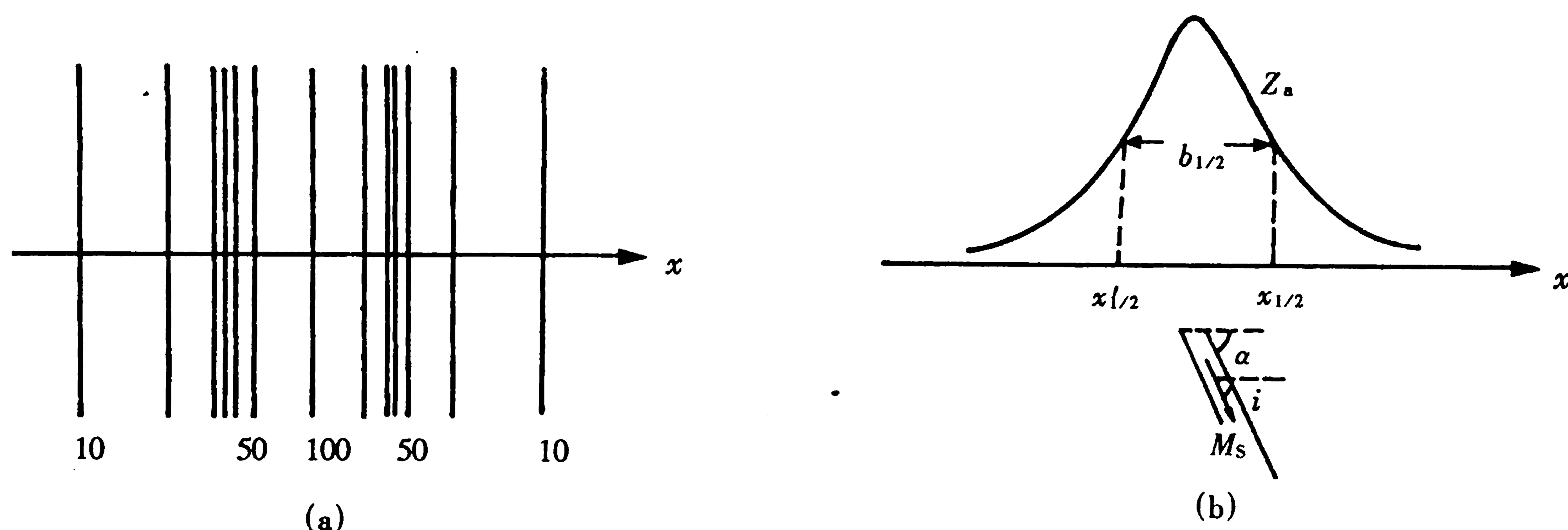



**图 3-19 单极的 $Z_a$ 磁场**

(a) $Z_a$ 等值线平面图；(b) $Z_a$ 剖面图

由（3.31）、（3.32）式可看出，随着磁体上顶埋深的增大，磁场极值要减小，但半极值的宽

度要增加。

当薄板体是有限延伸且顺层磁化时，它产生的磁场可视为双极线的磁场。此时，薄板下底正磁极在地面也要产生磁场，总磁场相当于把无数个双极沿一条直线排列起来，构成双极线。因此，双级线的磁场相当于上、下两极线磁场的叠加。

设薄板下延长度为 $2l$，倾角为 $\alpha$，取板的截面中心在地面的投影点为坐标原点，中心埋深为 $h_0$，按照双极磁场的推导方法，可得到顺层磁化有限延深薄板（即双极线）的磁场为

$$Z_a = \frac{\mu_0 m_s b\sin\alpha}{\pi}\left[\frac{h_0 - l\sin\alpha}{(x + l\cos\alpha)^2 + (h_0 - l\sin\alpha)^2} - \frac{h_0 + l\sin\alpha}{(x - l\cos\alpha)^2 + (h_0 + l\sin\alpha)^2}\right] \quad (3.33)$$

图形见 3-20。

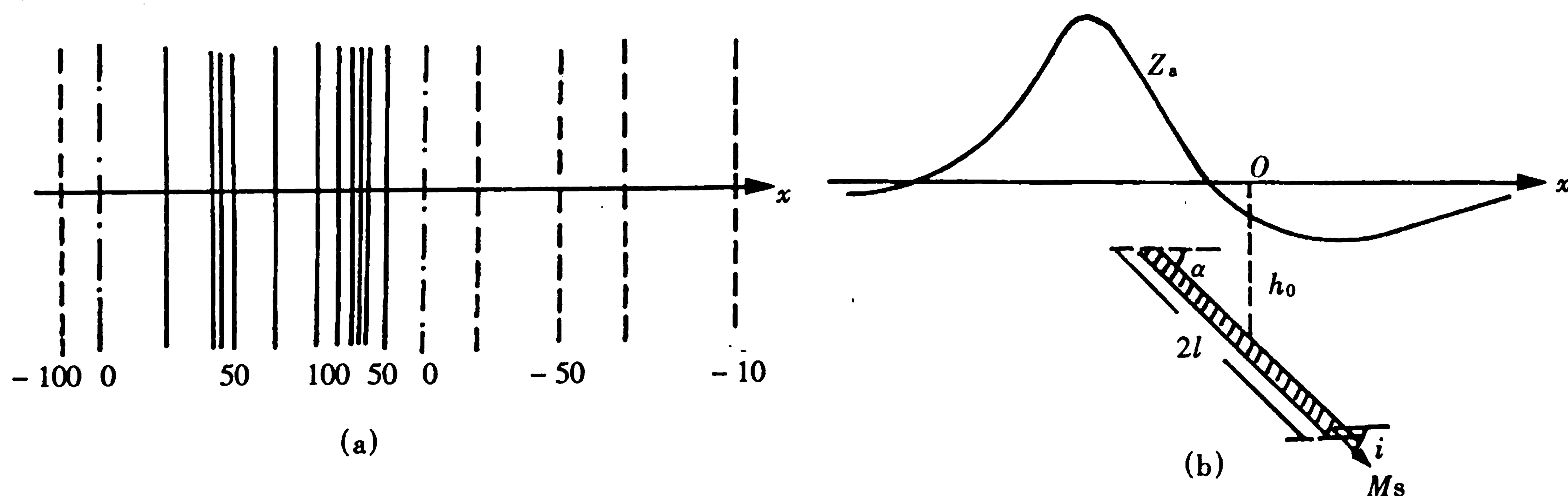



**图 3-20　双极的 $Z_a$ 磁场**

(a) $Z_a$ 等值线平面图；(b) $Z_a$ 剖面图

偶极线的磁场是指自然界中延伸和宽度都比较小的水平圆柱体的磁场，它相当于沿其轴线排列的偶极线的磁场。在公式（3.33）中，当 $2l \to 0$，并略去 $l^2$ 和 $l$ 的更高次项，用 $i$ 代替 $\alpha$，即可求得水平圆柱体的磁场公式

$$Z_a = \frac{\mu_0 m'_s}{2\pi(x^2 + h_0^2)^2}\left[(h_0^2 - x^2)\sin i - 2h_0 x\cos i\right] \quad (3.34)$$

式中 $m'_s = M_s S$ 是水平圆柱体的截面磁矩。

当 $i = 90°$时，水平圆柱体为东西走向，$Z_a$ 表达式可简记为

$$Z_a = \frac{\mu_0 m'_s}{2\pi} \cdot \frac{h_0^2 - x^2}{(h_0^2 + x^2)^2} \quad (3.35)$$

当 $x = 0$ 时，$Z_a$ 取得极大值，

$$Z_{a\max} = \frac{\mu_0 m'_s}{2\pi h_0^2} \quad (3.36)$$

在（3.35）式中，令 $Z_a = 0$，可求得 $Z_a$ 曲线的零值点坐标 $x_0$为

$$x_0 = \pm h_0 \quad (3.37)$$

由此可见，水平圆柱体磁场的极大值与地质体中心埋深 $h_0$的平方成反比，而异常宽度与 $h_0$ 成正比。图 3-21、22 为不同 $i$ 角时水平圆柱体的 $Z_a$ 曲线。

综上所述，可见单极线与单极的 $Z_a$ 剖面曲线形态极为相似。但是在 $Z_a$ 等值线平面图上，单极线的磁场为一系列平行于磁体走向的直线，而单极的磁场为一系列同心圆。另外，双极线与双极的 $Z_a$ 剖面曲线是类似的，但在平面等值线图中，由双极线引起的是狭长异常。而双极引起的是等轴异常。由单极线过渡到偶极线，其磁场也是逐渐变化的。磁场特征的变化是极大值逐渐

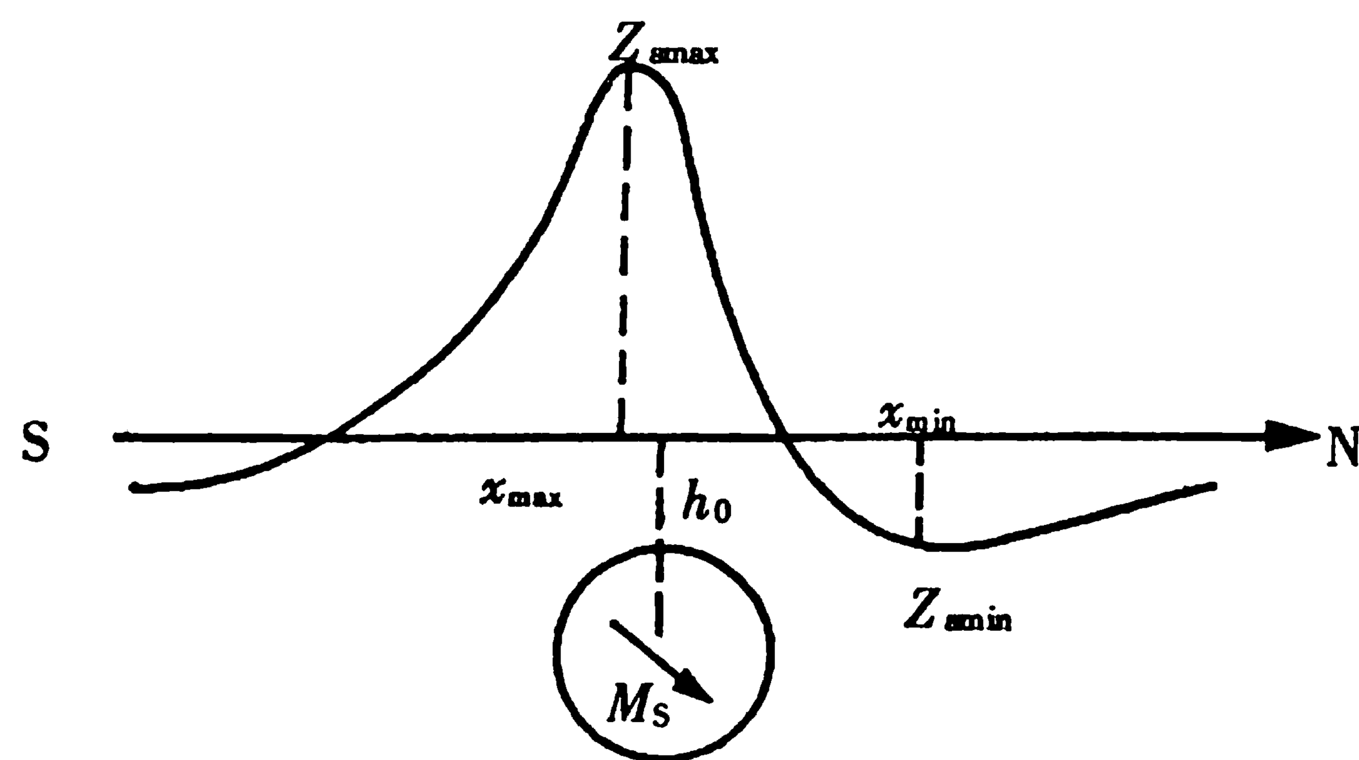



图 3-21　$i=45°$水平圆柱体 $Z_a$ 曲线

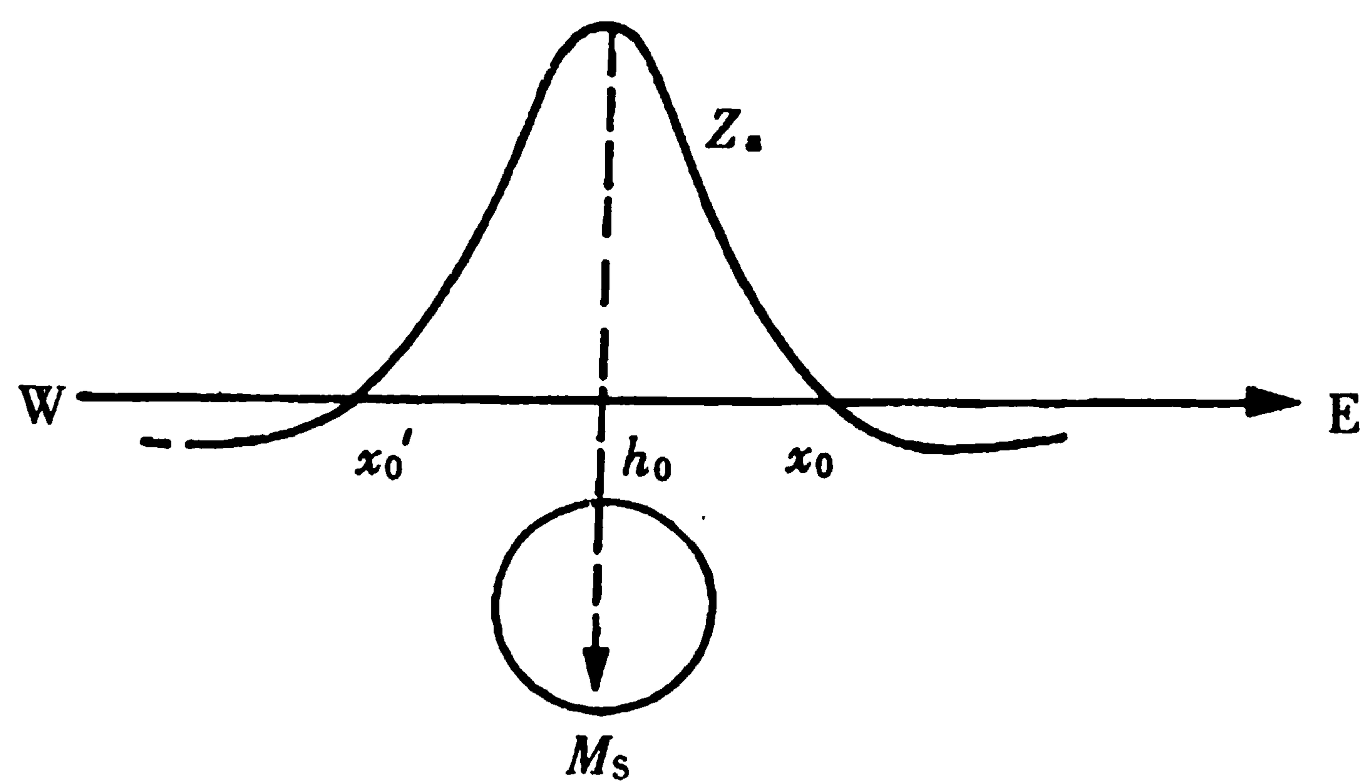



图 3-22　$i=90°$水平圆柱体的 $Z_a$ 曲线

减小，异常范围逐渐变窄，负值部分的出现愈来愈明显。这与单极过渡到偶极的情况是相似的。

## §3.5　磁测成果的解释

磁测的最后成果是等值线异常图。它的根本目的在于通过磁测结果的分析研究，解决地质问题。磁测资料的解释与重力资料解释采用的方法有些类似。不过有两个因素使磁测资料的解释变为更加复杂化：一是磁场的偶极性；二是岩石磁化强度的方向性。尽管如此，如采用适当的方法对异常进行处理、解释，就能提供出非常有用的地质信息。

### 一、磁测数据的获得

#### （一）磁测仪器

磁测仪器总称磁力仪，按其构造特点可分为机械式磁力仪和电子式磁力仪。

（1）机械式磁力仪是利用静力平衡原理进行地磁场相对测量的。该类仪器又称磁秤。磁秤有二种，一种是测量地磁场垂直分量相对值的垂直磁秤；另一种是测量地磁场水平分量相对值的水平磁秤。

图 3-23 是国产 $CS_2-61$ 型悬丝式垂直磁秤内部结构图。仪器的核心部分是磁系。磁系由圆柱形磁棒、嵌在棒上的铝框及平面反光镜等组成，并由一根称为悬丝的扁平金属丝悬挂在仪器壳的内部。悬丝的一端固定在弹簧上，另一端固定在扭鼓上，于是整个磁系就可以绕悬丝自由转动。

为了使仪器测定值只与磁异常有关，必须清除地磁场对磁系的影响。在北半球可通过让磁棒的 S 极一端距转轴（悬丝）比 N 极一端略远，使得整个磁系的重心稍偏向 S 极一端，且位于转轴的下方。于是在重力和地球磁场的作用下，磁系将大致保持水平。只有当仪器周围存在磁体时，

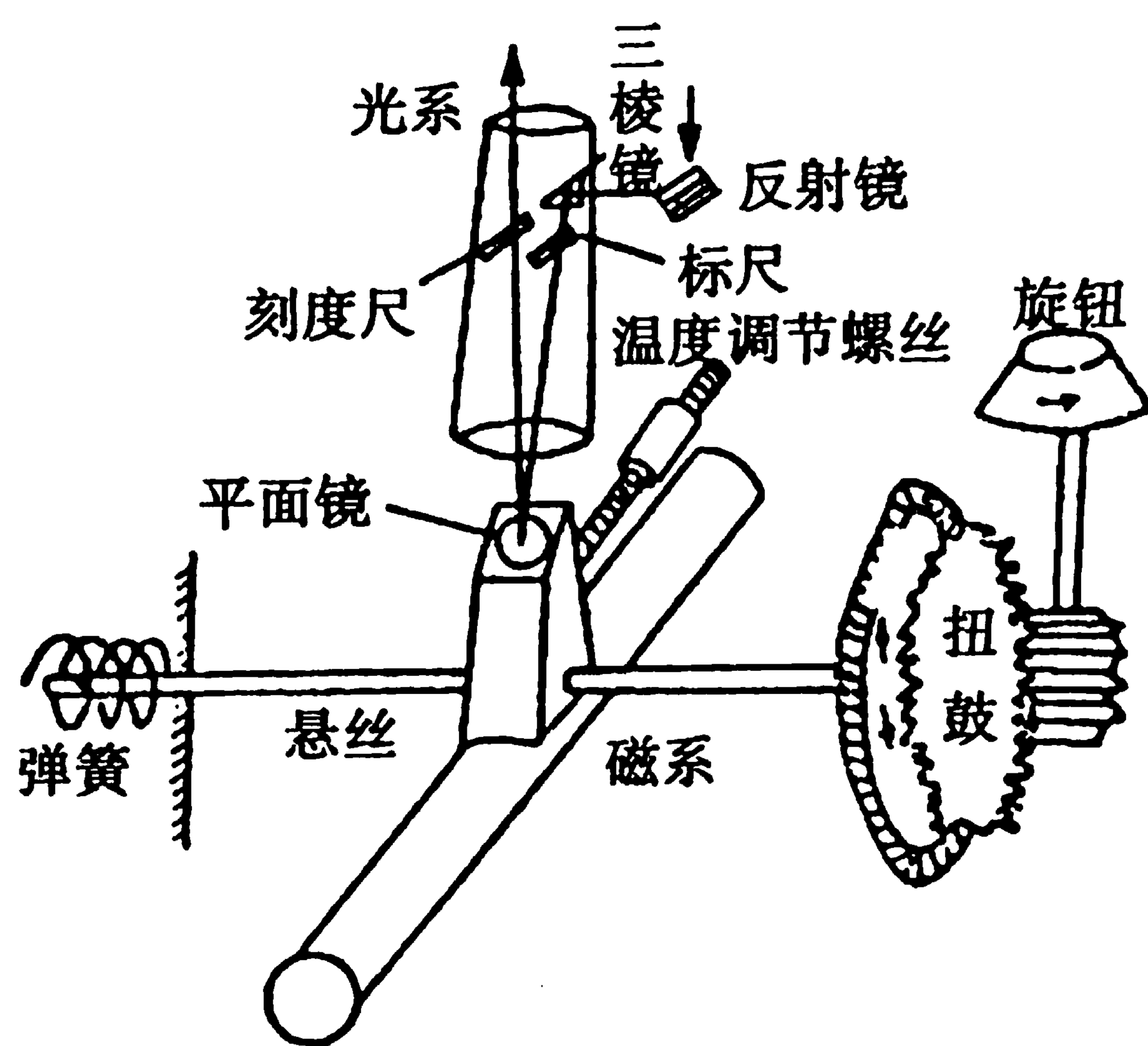



图 3-23　悬丝式垂直磁秤结构示意图

磁棒才发生倾斜而显示出异常来。

仪器测量的是地磁场垂直分量，这就要求必须消除地磁场水平分量的影响。因此，必需调整磁系使其保持水平，且只能在磁东西铅垂面内摆动。这样磁场水平分量对磁系转动的影响就被完全消除了。

该仪器简单工作原理为，当仪器周围存在磁性体时，受其影响，磁系将发生微小倾斜，利用平面反光镜将反射光线投射到刻度尺上，使磁棒的倾角转换成刻度尺上的读数，此读数乘以格值即磁场的变化值。当磁棒偏角较大，反射光线偏出刻度尺范围时（这种现象叫超格），可转动扭鼓改变悬丝的扭力矩，使倾角减小直到可读数为止。改变悬丝扭力矩的量级可从扭鼓上读出。该类仪器的精度一般在 10～20 nT 之间。

(2) 电子式磁力仪包括磁通门磁力仪、质子旋进式磁力仪、光泵磁力仪和超导磁力仪等。这类仪器精度高，如光泵磁力仪精度可达 0.01 nT，而超导磁力仪竟高达 $10^{-6}$ nT。因此这类仪器除用于野外勘探外，还在地磁绝对测量、国防磁探测以及宇宙探测中发挥作用。

地面磁测最常用的电子式磁力仪是质子旋进磁力仪。而目前在我国广泛使用的地面质子磁力仪有两种：一种是北京地质仪器厂生产的 CZM-2 型质子磁力仪；二是由加拿大引进并在我国批量生产的 IGS-2/MP-4 高分辨率微机质子磁力仪。前者测量精度在 2 nT 左右；后者可达 1 nT。所以除广泛用于地面测量外，还用于航空和海洋磁测上。

质子旋进磁力仪的工作原理是，一个磁矩处于均匀磁场中，当磁矩方向与磁场方向不一致时，磁力矩作用的结果是力图使磁矩转向和磁场方向一致。这个运动过程比较简单。如果有磁矩的物体本身有自旋，即具有角动量时，它受磁力矩的作用就不是趋于与磁场方向一致，而是围绕磁场强度方向作旋进（即进动）。见图 3-24，这与倾斜的自转陀螺在重力场中的进动类似。水、煤油和酒精中含有大量氢原子核，每个氢原子核（即质子）同时具有自旋磁矩和自旋角动量。因此，这些物质中的氢原子核在外磁场的作用下会产生旋进。质子旋进磁力仪就是基于这个原理对地磁场进行测量的。

根据动量矩（角动量）定理，一个刚体角动量的变化，等于作用在刚体上的力矩。因此，对于一个在外磁场作用下的氢原子核，有关系式

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{\mu}_{\mathrm{p}} \times \boldsymbol{T} \tag{3.38}$$

式中 $\boldsymbol{p}$ 为质子旋进角动量，$\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{P}}$为质子自旋磁矩（氢质子的 $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{p}} = 1.401048 \times 10^{-26}\mathrm{A \cdot m^2}$），$t$ 为时间，$\boldsymbol{T}$ 为外磁场矢量。上式可写成

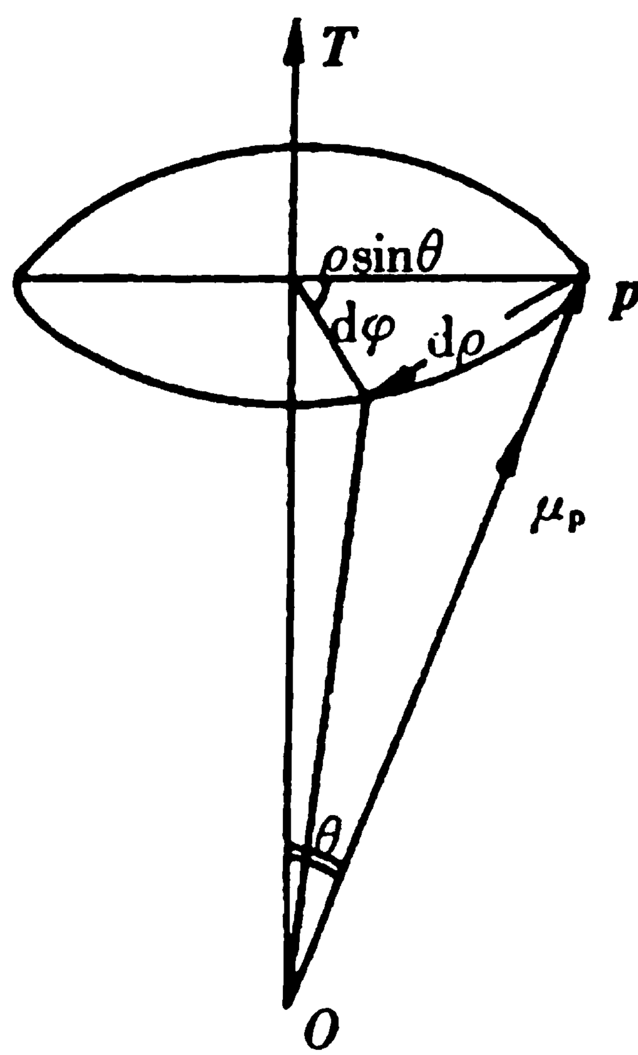



图 3-24　质子磁矩在地磁场中旋进运动示意图

$$dp = u_p T\sin\theta dt$$

式中 $\theta$ 为 $\mu_p$（或 $\boldsymbol{p}$）与 $\boldsymbol{T}$ 之间的夹角。由图 3-24 可知

$$dp = p\sin\theta d\varphi$$

因此有 $\frac{d\varphi}{dt} = \left(\frac{\mu_p}{p}\right)T = \gamma_p T$。因为旋进角频率 $\omega = d\varphi/dt$，所以

$$\omega = \gamma_p T \tag{3.39}$$

式中 $\gamma_p$ 为质子的磁旋比，是一个十分稳定的常数，其量值为 0.267 513 Hz/nT。因为 $\omega = 2\pi f$（$f$ 为旋进频率），所以

$$f = \frac{\gamma_p T}{2\pi} \tag{3.40}$$

从而有

$$T = \frac{2\pi f}{\gamma_p} = 23.487\,4 f(\text{nT}) \tag{3.41}$$

因此，可以通过测量旋进频率 $f$ 而求得外磁场 $T$。仪器在工作时不是测量单个质子的旋进频率，而是先对含氢原子的液体施加一个人工磁场，使多数氢原子的磁矩排列到同一个方向上，然后撤消人工磁场，测量多数氢原子在地磁场中旋进的频率，以提高信号的幅度。

实际中，由于宏观磁矩旋进时切割探头中的线圈，因此在线圈中产生与旋进频率相同的感应电压。十分明显，测出这一感应电讯号的频率就测定了地磁场总强度的绝对值。

（二）磁异常的野外观测

通常通过测量磁场随空间位置的变化来研究地质体所产生的磁异常。磁秤做这种测量时观测的是两点磁场的差值

$$\Delta Z = C(S - S_0) \tag{3.42}$$

式中 $C$ 为仪器刻度尺上每一格所对应的磁场强度值（称为格值），$S$ 为仪器在测点上的读数。$S_0$ 为仪器在基点上的读数，$\Delta Z$ 为测点相对于基点的磁场差值。

基点是一个测区磁异常的起算点，即将基点的磁场视为测区磁场的零点，所谓磁异常的强弱，正负，都是指测点与基点相比较而言的。可见，任何野外磁测工作都必须首先建立基点。如果测区较大，还必须建立基点网，以便在各个基点附近开展各测点上的磁测，然后统一归算到一个总基点上，因而求得较大区域上磁异常的分布情况。因此，基点可分成不同的等级。如总基点，基点，分基点等。通过联测，求得各基点相对于总基点的基点改正值。分基点与基点之间的

关系，与此类似。

地面磁测是按一定的测网进行的，测点按一定的线距沿测线进行分布。点距和线距同一定的比例尺相适应，与磁测的地质任务和探测对象的大小有关。

（三）观测结果的各项改正

野外所获磁测数据，需经各项改正才能得到测点上的磁异常值。其中较重要的改正有

(1) 日变改正：对地面磁测数据的日变改正与对重力仪零点漂移改正相似。目的是消除地磁场日变对读数的影响。在目前的磁测精度下，100 $km^2$ 的范围内，可以认为日变是相同的。所以工区的日变资料可自己观测或向附近的地磁台索取。并将日变观测结果绘制成日变曲线，以便查用。

(2) 正常场改正：测区面积较大时，须作正常场改正。此项改正是消除地磁场强度随纬度和经度的正常变化。通常是参考本国和世界的 ***T***、***H*** 和 ***Z*** 区域等值线图来进行，或者自己计算。

(3) 零点改正：这项改正的目的是消除因仪器内部结构受外界影响而产生的读数随时间的变化，即零点掉格。仪器的零点掉格大致呈线性变化，其绝对值随观测时间的增长而加大。仪器间隔一定时间到基点重复观测，求出此时基点磁场的变化值，从中减去日变值即得到各次重复观测时的零点掉格数值，取其反号即为零点改正值。

(4) 温度改正的目的是消除温度变化引起磁力仪性能的变化而对读数的影响。磁秤虽然有温度补偿装置，但一般温度系数并不为零，因此在测点观测时，当仪器的温度与基点观测时的温度不同时，观测数据必须进行温度改正。

（四）磁异常的图示

磁测结果经过计算及各项改正后便得到各测点的磁异常值，同时尚可根据需要，绘制成不同形式的磁异常图。磁异常图通常有三种形式：

(1) 磁异常剖面图：即表示沿某一测线或某一特定方向的剖面上异常变化特点的磁异常图。它的绘制方法是：以横坐标（通常是测量剖面）表示距离或测点的位置，以纵坐标表示磁场的量级，将各测点的磁场值按一定比例尺点在图上，并连成折线，即构成异常剖面图。通常，纵坐标上每毫米代表的异常值不能小于磁测精度，以防把精度范围内的误差放大。另一方面为把异常的特点充分表现出来，每毫米代表的量级又不能过大。图 3-25 为我国江苏南部某铁矿的垂直磁异常剖面图。

(2) 磁异常剖面平面图：它是将很多剖面图按实际位置并列在一起构成的一种图件。它不但可以看到异常沿测线的变化规律，而且还可以看出异常在平面上的变化特点。在按一定的测网进行面积性工作时，常制作这种图件，具体见图 3-29 (b)。

(3) 磁异常平面图是反映磁异常平面变化特点的一种图件。作图方法是先按已确定的比例尺将整个测区的全部测点按测网的形式标在图上，并把每个测点的异常值也相应标注在每个测点上，然后按一定的异常线距用内插法把异常值相等的点连成平滑的曲线——等异常线。具体见图 3-26。

等异常线的线距（相邻两条等异常线的异常值之差）的选择取决于磁异常的精度。一般要求等于和大于异常精度的 2.5 ~ 3 倍，且成等间隔分布。

## 二、磁测资料的解释

磁测资料的解释分定性与定量解释。定性解释是从观测主要异常的形状和定向着手，大体上判定磁性体的形状、分布范围以及产状等。定量解释通常是在定性解释的基础上具体计算磁性体

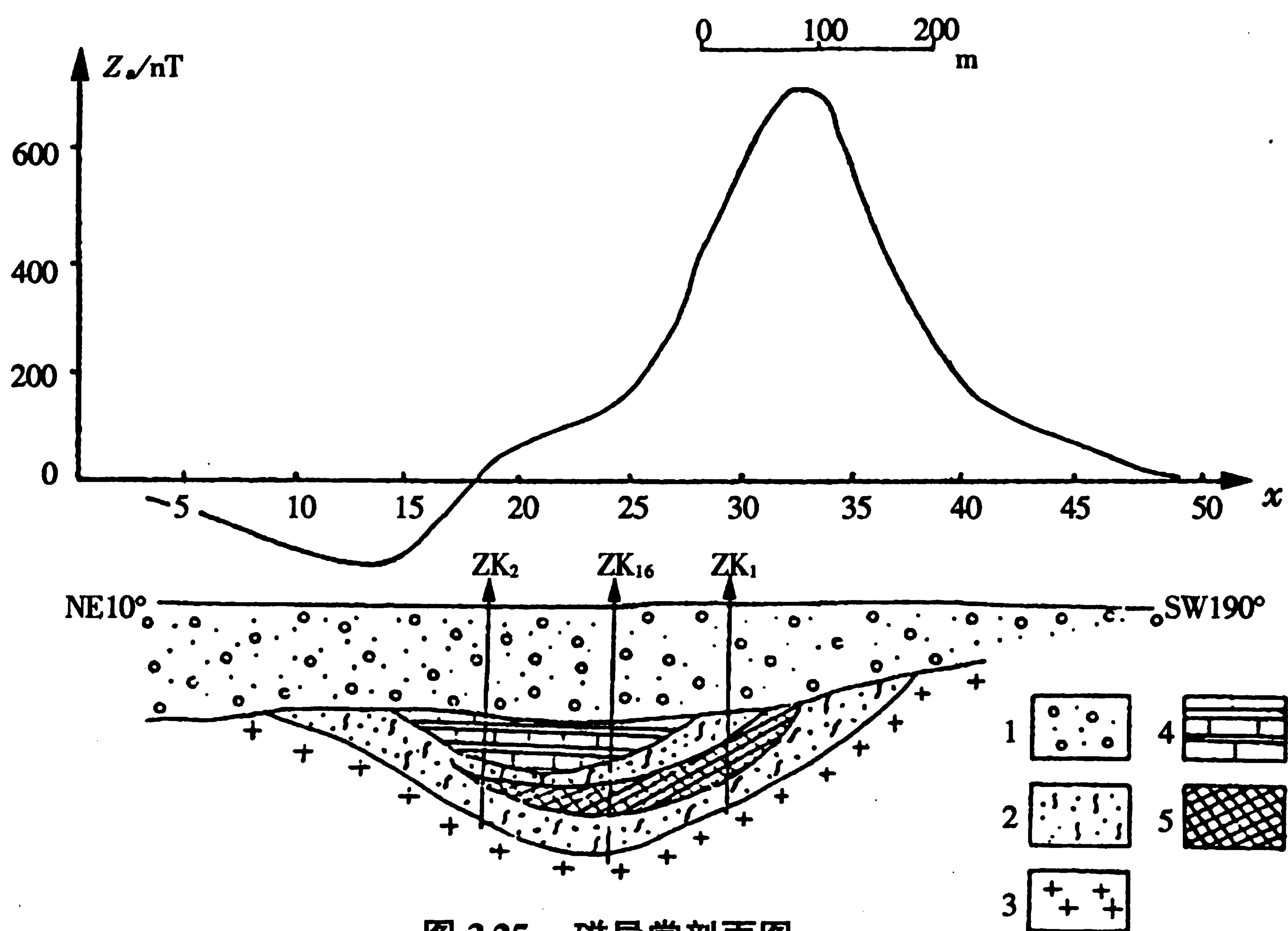



图 3-25　磁异常剖面图

1——表土；2——矽卡岩；3——闪长岩；4——灰岩；5——铁矿

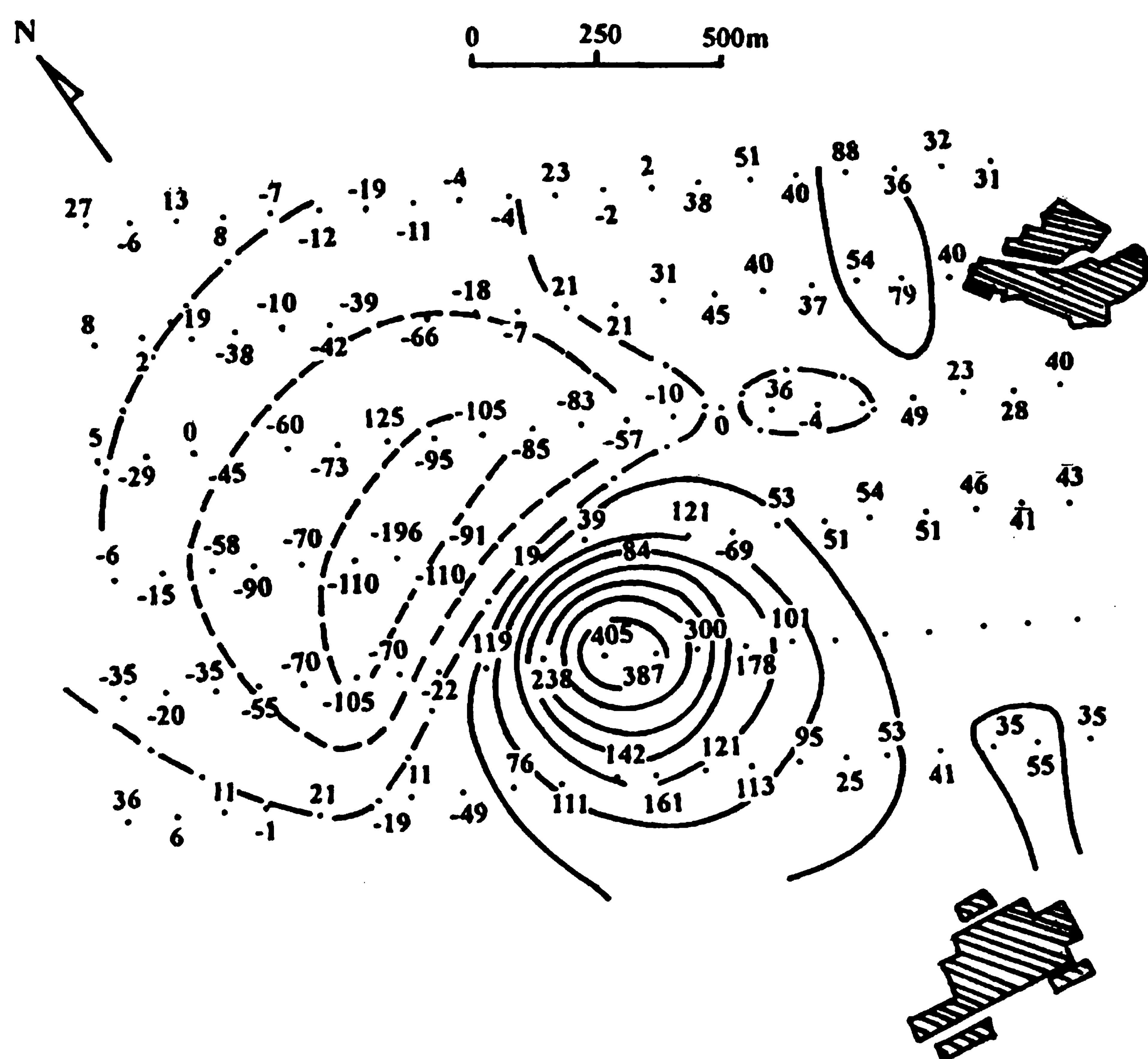



图 3-26　磁异常平面等值线图

的倾向、走向、深度等几何参数以及磁性参数，推断地下地质构造，以便合理布置探矿工程。

（一）*磁异常的定性解释*

（1）判断引起磁异常的地质原因：先将磁异常图与地质图加以对比，找出它们之间的联系，尤其要注意与矿体直接或间接有关的那些联系。若异常位于成矿有利地段，而磁性资料表明该处矿体的磁性很强，则该异常属矿体引起的可能性就比较大。当磁异常出现在具有一定磁性的岩浆岩与火山岩地区，也不能一概而论是岩体引起的。而应深入分析异常特点，注意探寻磁性岩层下

有无强磁性体存在。

（2）判断地质体的形状和走向：根据磁异常的平面特征，一般可将异常分为狭长异常与等轴状异常两类。一般讲，当异常长度大于平均宽度三倍或三倍以上时，则称狭长异常，否则称等轴异常。通常用$\frac{1}{2}Z_{amax}$等值线来衡量异常的长和宽。狭长异常是由具有明显走向的地质体（如板块体、水平圆柱体等二度体以及磁性岩层接触带）引起。通常认为异常的走向即为地质体的走向。若异常对称，两侧无负值出现，可认为是顺层磁化无限延深板状体引起；若只在异常一侧出现负值，一般认为是斜交磁化（磁化强度方向与板的侧面斜交）无限延深板状体引起，若异常两侧均出现负值，则由向下延深有限的二度体，如水平圆柱体或有限延深的板状体引起的。

等轴状异常一般由无明显走向的球体、直立柱体等地质体引起，或由埋藏深度较大的有明显走向的地质体引起。当其周围无负值或只在一侧出现负值时，可以认为是顺轴磁化向下延深较大的柱体或沿走向不长的斜交磁化无限延深板状体引起。如果正异常周围出现负值，且北面出现负的极小值，则认为是球体或其它形状三度体引起的。有限延深板状体或柱体不仅可能在北面，而且也有可能在其它侧面出现极小值。

（3）推测地质体的位置与范围：地质体的位置，常指中心位置。对延深很大的地质体是指其上顶中心位置；对有限延深地质体是指其截面的中心位置。当异常为对称曲线时，磁性体中心位置在极大值点的正下方；异常为反对称曲线时，磁性体中心位置在零值点正下方；当异常不对称时，磁性体中心位置在曲线极大值点和幅度较大的那个极小值点之间的某个位置，而偏向主要极值一方。平面图上为等值线最密集处。

地质体的范围，包括它的走向长度，顶部宽度和下延大小等。对于狭长异常，可以根据$\frac{1}{2}Z_{amax}$等值线大致圈定磁性体走向长度。当曲线以正为主且基本对称时，$Z_a$曲线两拐点位置一般与磁性体上顶边界相对应；当曲线正负异常幅度相当时，磁性体上顶边界一般在正、负峰值范围内；当曲线不对称时，如果伴生的负异常较明显，则磁性体的边界在负的一侧不会超出负峰值以外，在正的一侧不会超出水平梯度较缓的地带。

（4）估计地质体的埋深：通常地质体埋藏浅时，$Z_a$异常强度大，范围窄，梯度陡；埋藏深时，异常范围宽，梯度平缓，但强度减弱。因此，在磁异常图上，出现强而窄的异常，可认为是埋深较浅的地质体引起；如异常范围宽，变化平缓，则认为是埋藏较深地质体引起。

（三）*磁异常的定量解释*

磁异常的定量解释在§3.4节磁性体的磁场内容中已经介绍了一些，这里主要介绍数学分析法和选择法。

（1）数学分析法：该方法包括特征点法和切线法。特征点法就是利用异常曲线的某些特征点的坐标位置及它们之间的距离来求解磁性体的位置和产状的方法。磁异常曲线的特征点包括极大值点、极小值点、半极值点、零值点以及拐点等，相应的横坐标分别用$x_m$、$x_{min}$、$x_{1/2}$和$x'_{1/2}$、$x_0$和$x'_0$、$x_G$和$x'_G$等表示，见图3-27。利用特征点法计算磁体的埋深，不同形状的磁体有不同的公式。

球体：球体异常的宽度不仅与埋深有关，还与有效磁化倾角$i$有关。计算中心埋深的近似公式为

$$h_0 = b_{1/2} \doteq 1.25b_G \tag{3.43}$$

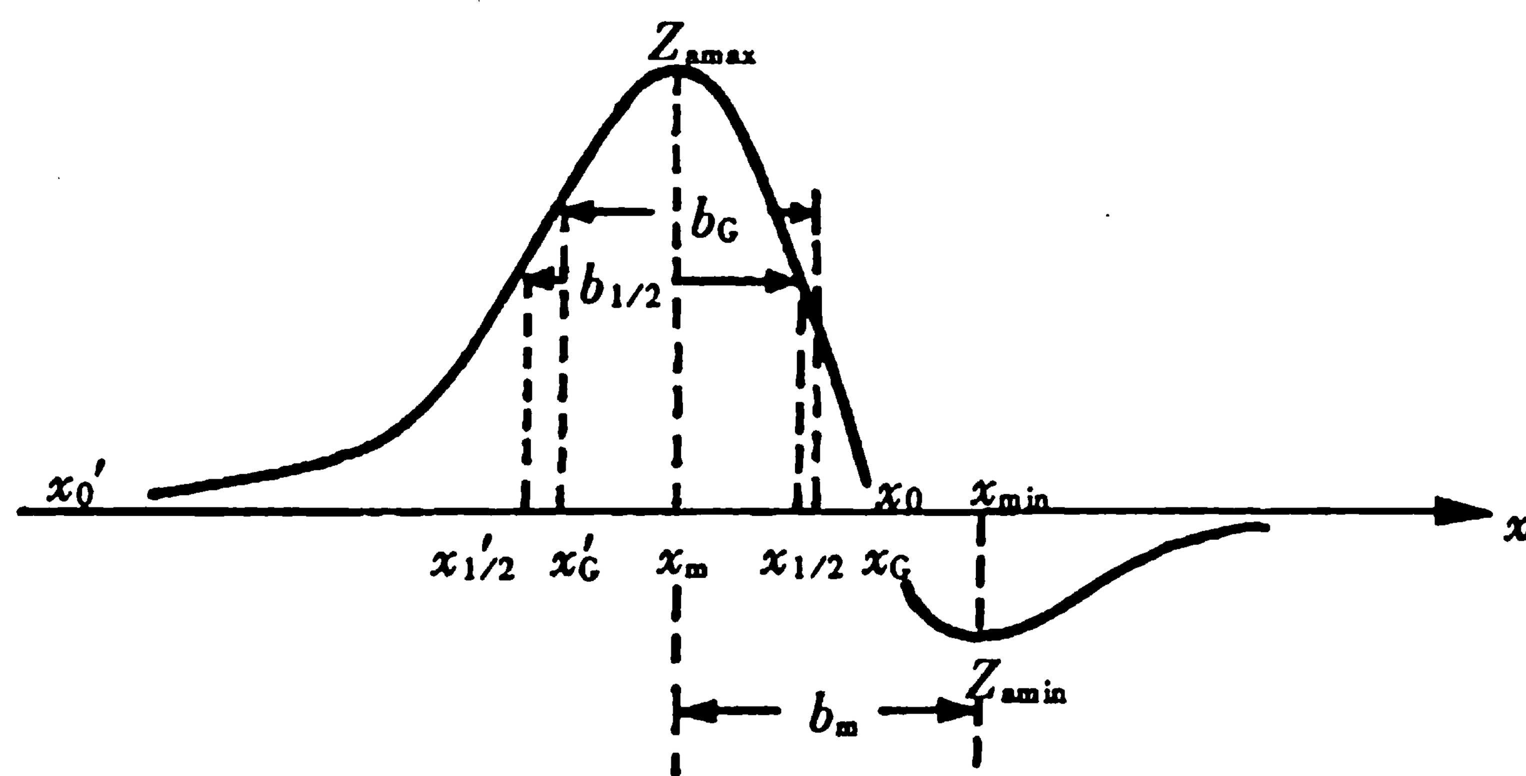



**图 3-27　$Z_a$ 曲线的特征点**

$$h_0 = b_m (i \leqslant 30°) \tag{3.44}$$

水平圆柱体：水平圆柱体异常特征点也随 $i$ 角而变。可用下列公式计算其中心埋深

$$h_0 = | x_0 | (i = 90°) \tag{3.45}$$

$$h_0 \approx b_{1/2} \approx 1.15 b_G \tag{3.46}$$

在 $Z_a$ 曲线接近于反对称的情况下，用（3.46）式计算 $h_0$误差较大，这时可用 $b_m$求中心埋深

$$h_0 = 0.83 b_m \tag{3.47}$$

无限延深薄板状体：顺层磁化时，$Z_a$ 曲线对称，由（3.32）式可求得板的上顶埋深

$$h = \frac{1}{2} b_{1/2} \tag{3.48}$$

斜交磁化时，埋深计算稍麻烦些，这里略去。

切线法计算深度：它是利用异常曲线上的一些特征点的切线之交点与坐标间的关系来计算磁性体的深度。该方法计算简便、快速，几乎不受正常场选择的影响。在航磁 $\Delta T$ 异常解释上得到广泛的应用。它的作法是过 $\Delta Z$ 曲线极大值两侧的拐点作两条切线，它们与过曲线极大值点和极小值点的切线有四个交点，其坐标分别为 $x_2$、$x_3$ 和 $x_1$、$x_4$，见图 3-28。求埋深 $h$ 的经验公式为

$$h = \frac{1}{4}[(x_1 - x_2) + (x_3 - x_4)] = \frac{1}{4}(d_1 + d_2) \tag{3.49}$$

式中 $d_1 = x_1 - x_2$、$d_2 = x_3 - x_4$。当 $\Delta Z$ 曲线两翼对称时，上式即变为

$$h = \frac{1}{2}(x_1 - x_2) = \frac{1}{2} d \tag{3.50}$$

当异常曲线无极小值时，可用 $x$ 坐标轴来代替过极小值点的切线。

用理论曲线进行实际计算的结果表明，上述经验公式对于顺层磁化无限延深的板状体（板的水平半宽度等于上顶埋深，即 $b = h$）或垂直磁化有限延深直立板状体（$b = h$，$l > h$），一般能得到较好的效果。而对其它二度体及三度体效果较差。

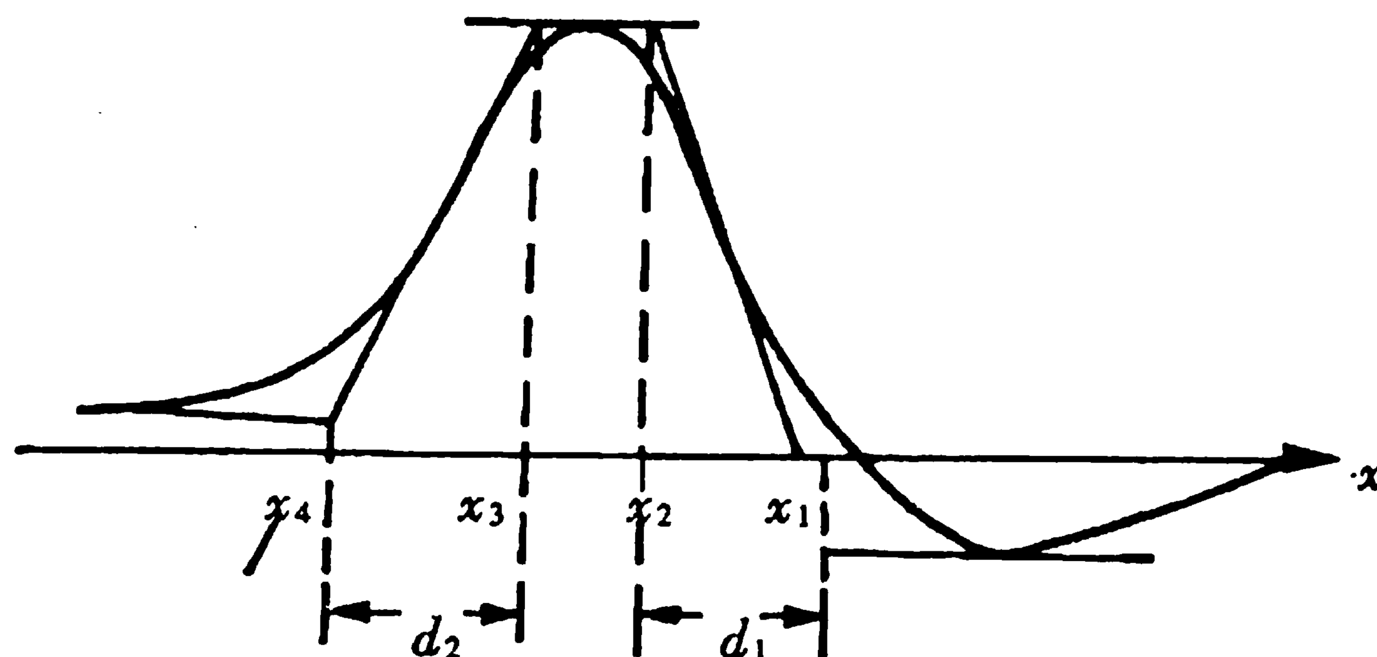



**图 3-28　经验切线法图示**

（2）选择法：选择法是要反复制作很多理论曲线与实测曲线进行对比。如果某一理论曲线与

实测曲线符合得较好，则认为该理论曲线所假设磁性体形状、产状及磁化强度等反应了实际磁性体的赋有状态。

选择法包括量板法和计算机法。过去对任意形状的二度体磁异常进行定量计算，常采用量板法，由于计算机的出现，这种方法现在几乎没有人再应用了。量板法只适用于解释简单的二度体。对于三度体或复杂形体的计算，其工作量是相当大的。只有利用电子计算机才能较为方便地进行不规则三度体的异常解释并能实现解释工作的自动化。

计算机法的实质就是由给定地质体模型参数，用计算机计算出理论异常曲线，然后与实测异常曲线进行对比，根据对比结果计算机自动修改模型参数，再计算再对比，最后取拟合最佳的模型体参数的数字形式或图形输出，作为实测异常的解释结果。

已经证明计算机法具有可连续自动调整模型参数和快速拟合的优点，但通过这些复杂的运算，未必能提高解释的可靠性。此外，解释过程中也必须强调要有足够的地质控制或其它方面的已知资料，否则是不能提供单一解的。

## §3.6 磁异常与地质应用

### 一、大陆与海洋的磁性特征

根据铁磁性矿物居里点的存在，以及地幔中可能没有磁异常源的说法，可以认为在地壳内产生磁异常的下限应和居里面相当，即几十千米。当然它会随局部地热状况而起伏，上凸会使磁异常相对的减弱，下凹会使异常加强。目前已能用磁测来绘制居里点等温面图。根据加拿大地盾上磁异常的分析发现该区居里点等温面大致在 17～24 km 之间。

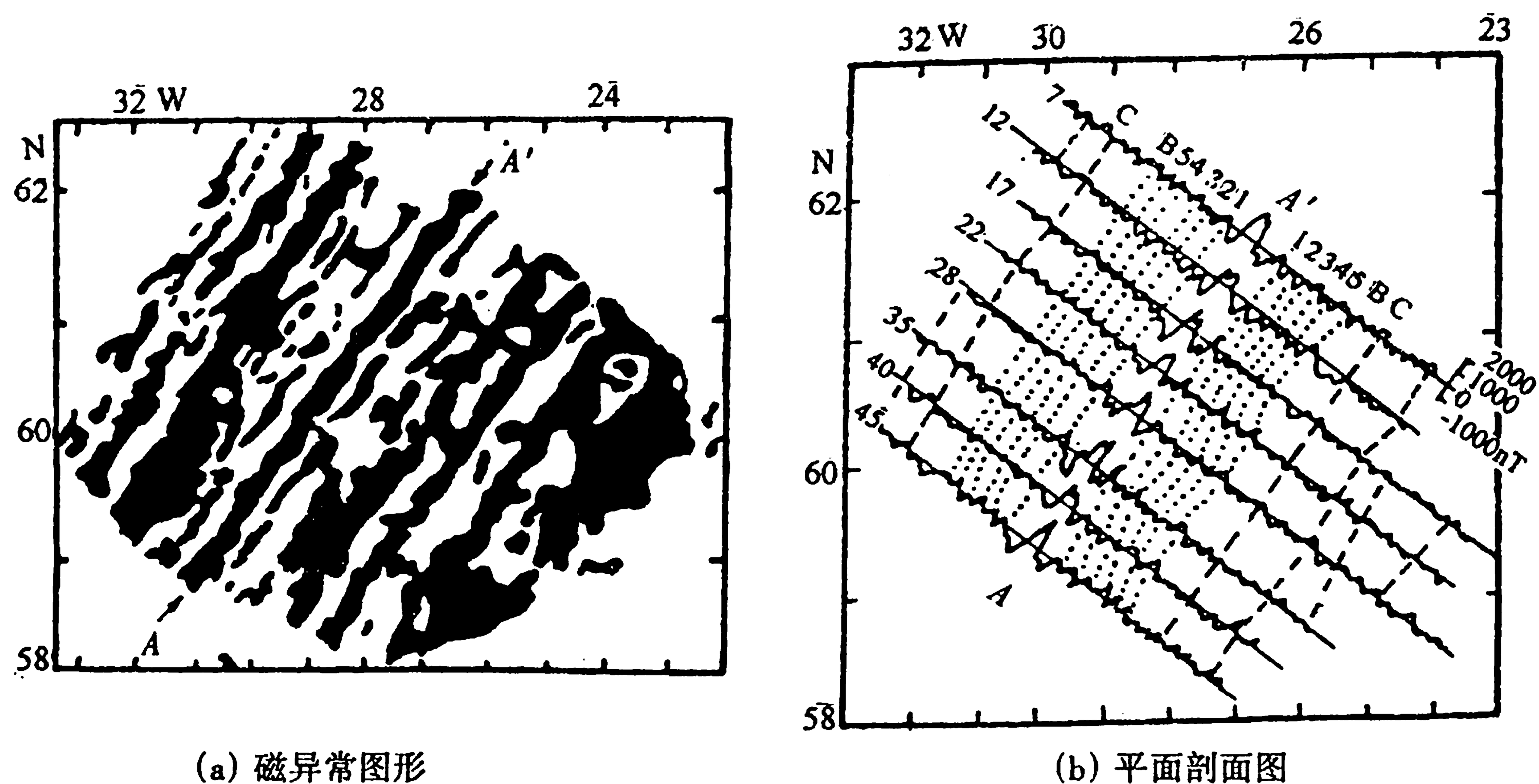
从地壳内岩石的磁性可知，沉积岩的磁化率和剩余磁化强度都很小，因此在大陆和海洋上观测到的所有磁异常实际上都是由岩浆岩和变质岩引起的，它们一般具有 $M_i$ 和 $M_r$ 两类磁化强度。

大陆上主要的岩浆岩和变质岩区，岩石的 $M_r$ 经常比 $M_i$ 小，一般 $Q$ 比小于 1，而且 $M_r$ 的方向变化也很不规则，所以它对大块岩石产生磁异常的作用也是很小的。如在各大陆中纬度地区所做的磁异常平面图上几乎都显示（北半球）有个小负异常，这正是在北半球岩体沿地磁场方向磁化而产生的典型异常特征。当然对于有些侵入体（岩脉群和岩床）和几乎所有的火山岩是例外的，它们有很强的 $M_r$，$Q$ 比大于 1。但总的来讲，大陆上的磁性特征似乎是由岩石磁化率的变化，即感应磁化强度所控制的。

和大陆不同，海洋的磁性特征主要是由海洋地壳玄武岩层的剩余磁化所控制。近年来以海洋玄武岩的磁性研究表明，这类岩石由于在海水里急剧冷却，一般呈细粒玻璃质状，与大陆类似的玄武岩相比，具有较低的磁化率和较高的矫顽力。因此，与大陆磁异常主要依赖岩石的感应磁化不同，海上观测到的磁异常主要是剩余磁化强度引起的。

海洋磁性的另一个明显特点是异常呈条带状分布，条带的走向与洋脊平行；正、负磁异常相间，异常宽 20～30 km，长几百千米，异常幅度为几百纳特，磁异常对称于洋脊分布。图 3-29 是冰岛南部雷克雅奈斯海岭（属于大西洋中脊）上的条带状磁异常。图上 $AA'$ 是海岭的位置。强磁场和弱磁场在剖面上对称分布，并在各剖面上可以连续追踪。海岭两侧磁异常强度基本对称。

这种对称的正、负相间的海洋条带状磁异常不仅出现在大西洋地洋脊两侧，而且在太平洋、印度洋和南极海的洋脊上都观测到形态相同的条带状磁异常。




(a) 磁异常图形　　　　(b) 平面剖面图

**图 3-29　雷克雅奈斯海岭上的条带状磁异常**

最近几十年内磁测成果已给海洋地壳的构造和磁性特征提供了丰富的资料，海洋线性磁异常的研究给海底扩张学说提供了有利的证据。

## 二、磁异常与构造填图

### （一）沉积覆盖下的基底填图

许多地区的沉积覆盖妨碍了对基底的直接调查，沉积盖层对重力和地震结果有很大的影响。而对磁力实际上是透明的，这是因为沉积盖层磁性很小或没有磁性，所以在沉积盆地上观测到的任何有意义的磁异常，一定是基底表面或基底内部的磁性体引起的。因此，磁法特别适用于较厚沉积盖层下的基底构造填图。

利用磁异常寻找沉积盖层下的断裂也是很有效的。比较大的断裂构造大多有岩浆活动伴生，磁异常大多表现为长条状线性正异常带或串珠状、雁行排列的线性磁异常，见图 3-30。还有一些断裂没有岩浆活动伴生，当断裂发生在磁性岩石中，由于断裂破碎使岩石磁性减小，故断裂带表现为线性磁场低值带。

### （二）侵入岩体和喷出岩体填图

用磁法对在磁性上与围岩有明显不同的各种侵入岩体和喷出岩体进行填图特别有效，特别是基性和超基性岩体，它们都有很强的磁化强度（一般指剩余磁化强度）。

此外，利用岩脉磁性的研究，还可以划分出不同岩脉之间的接触界线。图 3-31 是东北某地花岗岩与灰岩接触带的 $\Delta T$ 异常。图中石灰岩表现为平稳的负磁场，花岗岩显示变化较大的正异常，两类岩石的接触带（图中虚线）正好从接近零线通过。

磁异常的地质应用除以上介绍的之外，在煤田与石油普查中，特别在寻找含有磁性的金属矿中都有广泛的应用。煤和油气藏大多储存在作为基底盖层的沉积岩构造中，尽管沉积岩是无磁性或弱磁性的，但沉积构造与磁性结晶基底的起伏有着一定的联系，因而用磁测资料研究基底起伏就能间接确定沉积盖层构造。

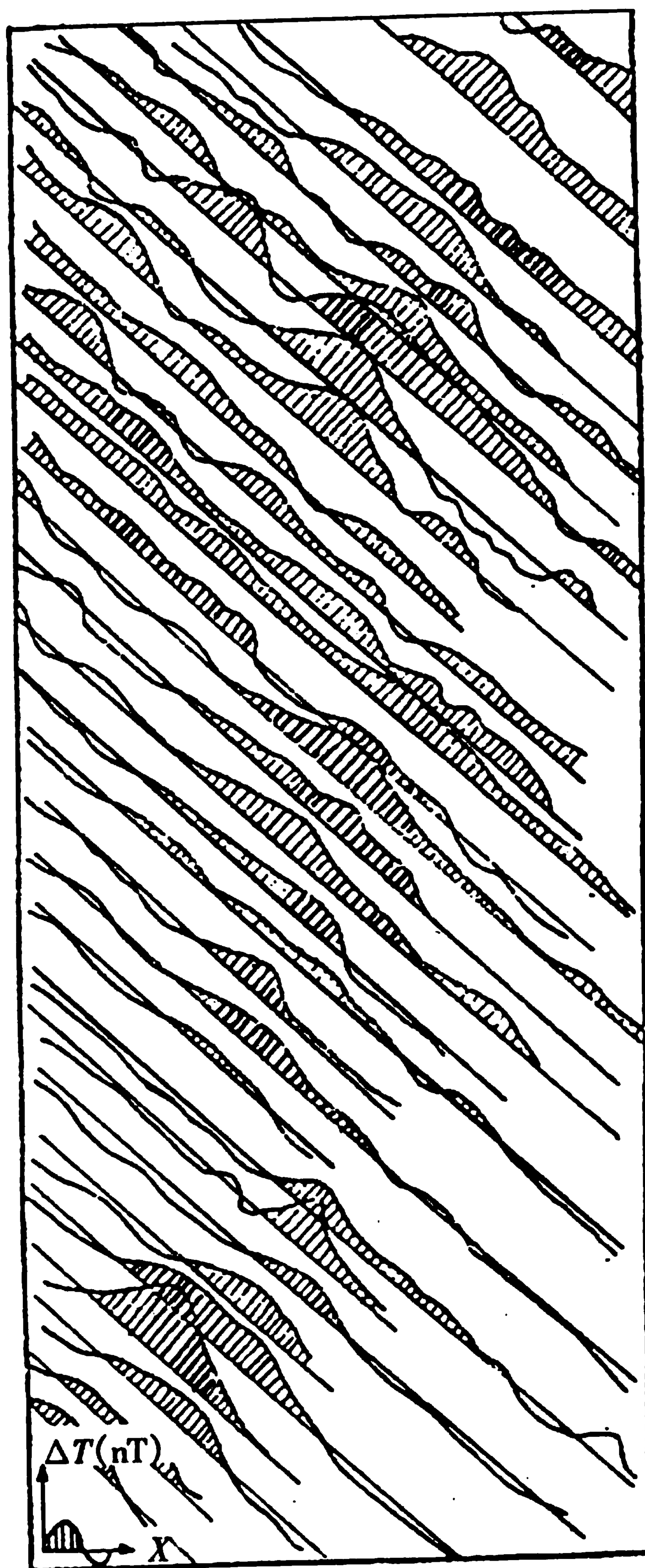



图 3-30　断裂带上雁行排列的磁异常

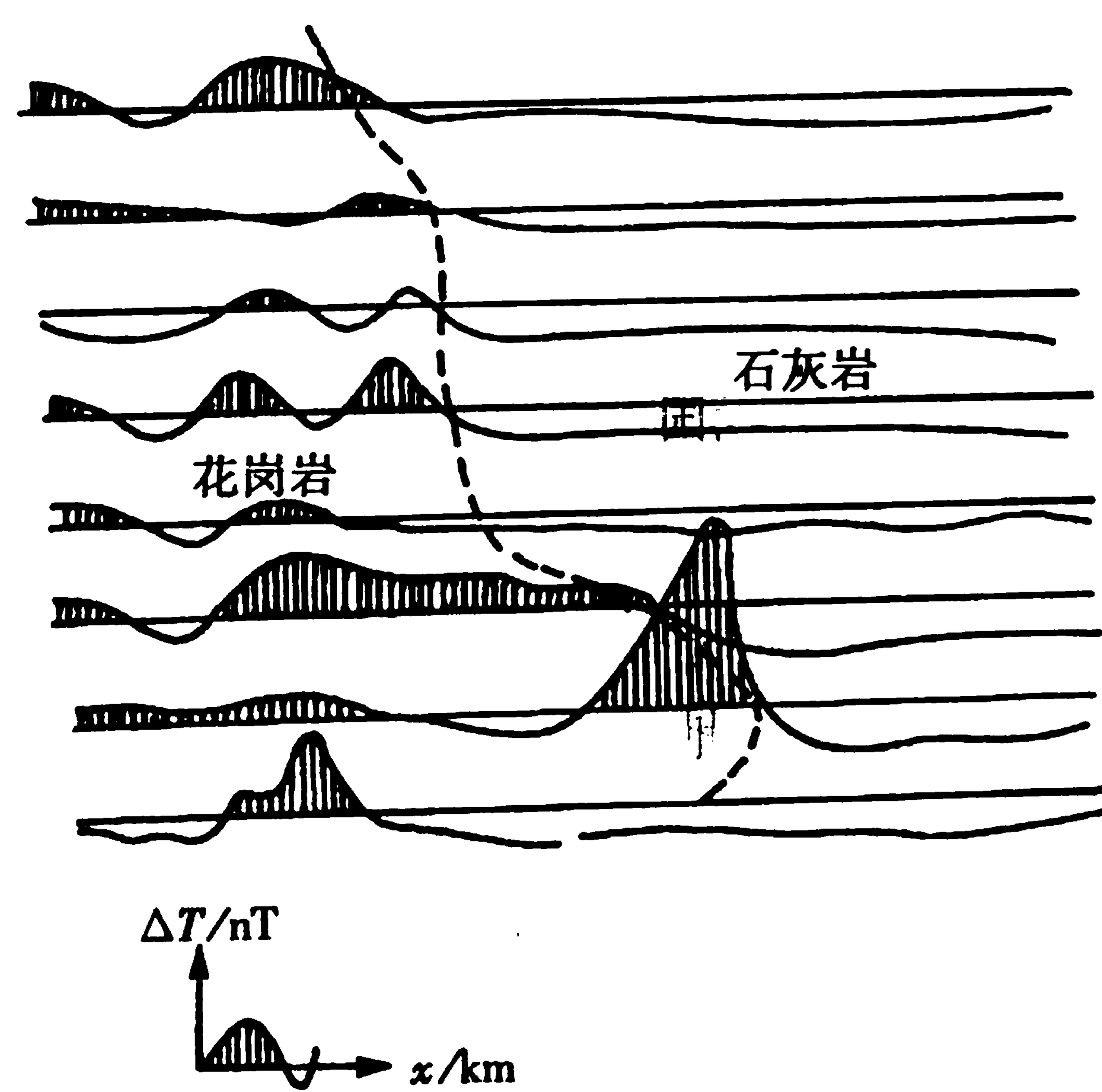



图 3-31　我国东北某地花岗岩与灰岩
接触带上的 ΔT 异常

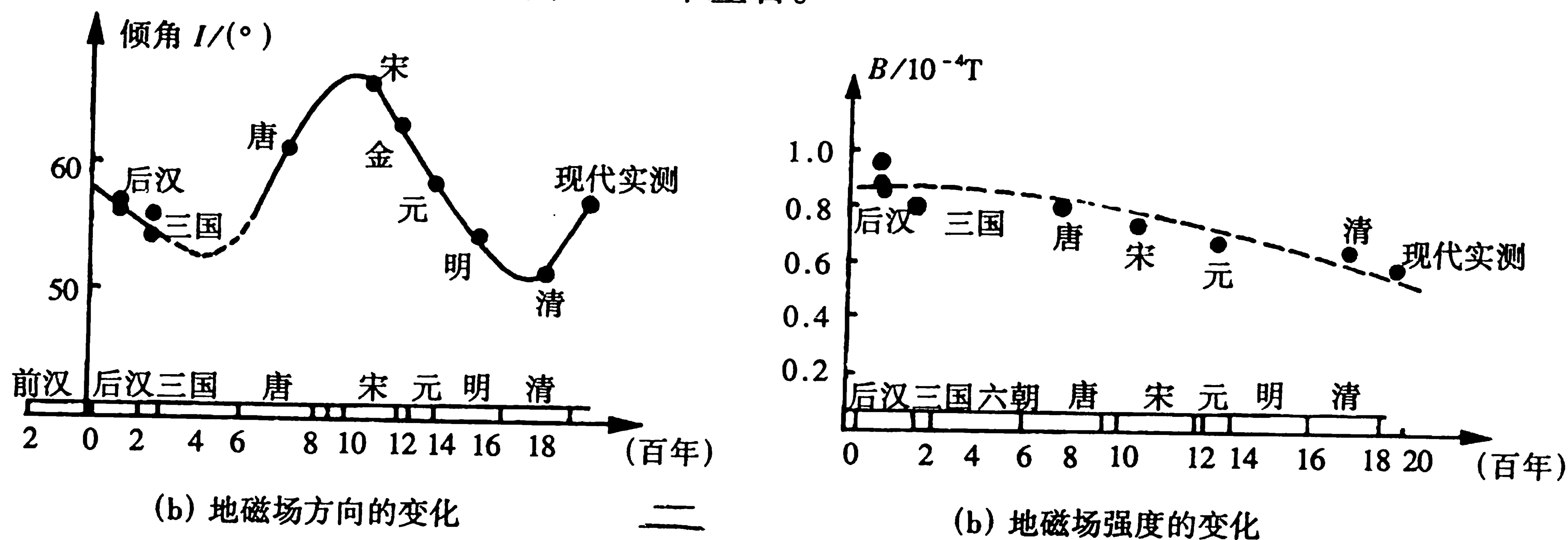
# §3.7 古地磁学及其应用

古地磁学或称“化石磁学”。它是通过对岩石天然剩余磁化强度的测定的分析，来确定各地质年代地磁场的平均特征，从而为研究各地质时期地磁场的演化提供了资料。它的最大贡献是为大陆漂移、海底扩张和板块构造等全球地质现象提供了定量的证明，在地学领域中引起了一场革命。而考古地磁学，由于标本取自古代的陶器、砖瓦和窑灶遗址等，远比岩石具有更准确的年代标志，因此有可能通过考古地磁标本剩余磁化强度的测定求出地磁场长期变化的规律。所以，古地磁学和考古地磁学已成为研究古代地磁场特征和地质构造的一个重要手段。

## 一、古地磁场的特征和研究方法

### （一）古地磁场的特征

（1）地磁场方向的长期变化：利用有历史记载的古物和熔岩中保存的剩磁，可把地磁场的长期变化追朔到几千年前。因为古代的窑、冶炼炉、砖瓦和陶器等都是在当时地磁场中经历了由高温冷却到常温的过程，并获得与当地地磁场方向一致的、较稳定的热剩磁。这些古物的年代可通过考古学的方法确定。如果这些古物保持原始位置，那么通过测定它们的剩磁倾角、偏角即可获得当时地磁场的方向。图 3-32（a）是利用古磁测得的近两千年来北京地区地磁场倾角的变化曲线。从统计结果来看，变化周期约为 1000 年左右。




(b) 地磁场方向的变化　　(b) 地磁场强度的变化

图 3-32　我国古代地磁场的长期变化

（2）地磁场强度的长期变化。采用特利埃逐步加热法，对北京地区各朝代的古砖作逐步加热研究，确定了北京地区各朝代的古地磁场总强度，见图 3-32（b）。从图中可知，公元初期地磁场强度约为现代的 1.6 倍。很显然，北京地区近两千年来地磁场是逐渐减小的。这个结论与法国、前苏联和日本所测的结果相近。从中得出，近几千年地磁场强度的变化幅度大约是平均场的 (10～15)%。

（3）古地磁场的轴向地心偶极子场特征：通过分析世界不同地区所得到的古地磁极的位置，可得到地磁场在史期和考古时期的平均图像。图 3-33 是在希腊、日本和埃特那山根据考古地磁资料得到的史期和史期前几千年地磁极的位置。就其整体而言，这些地磁极是以地理极为中心而聚集在它的周围。图 3-34 是对世界两千万年（第三纪中新世以来）来火山岩的观测求得的一千多个古地磁极的位置图。这些地磁极同样是以地理极为中心分布的，就平均而言，古地磁场表现为轴向地心偶极子场的特征。由大量资料证明，从地质年代相对年轻岩石中发现的地磁平均轴向

偶极子的性质，可以推广到地球史上更古老的时期。所以，古老地质时期的地磁场仍然是轴向地心偶极子场。

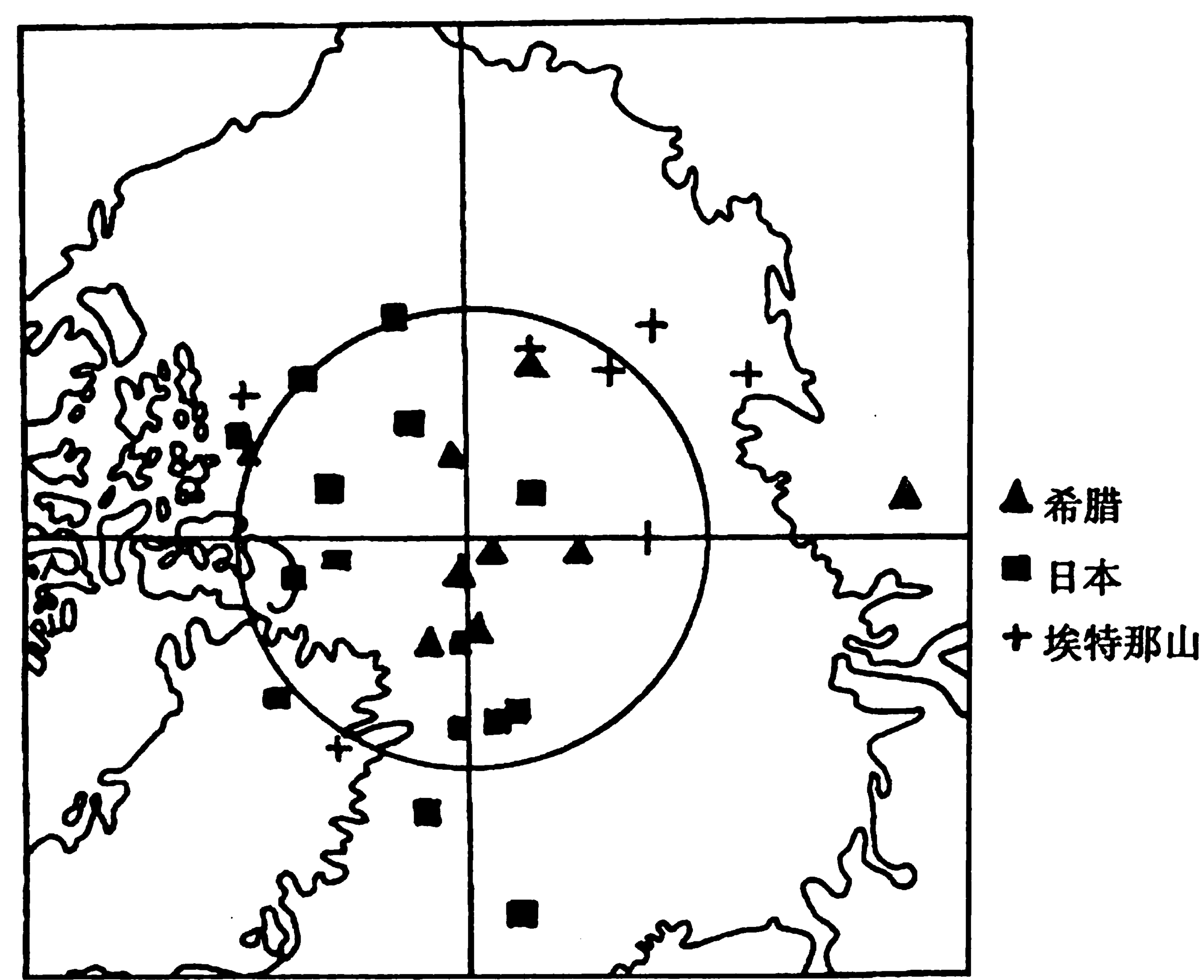



图 3-33　按考古材料测定的古地磁极位置

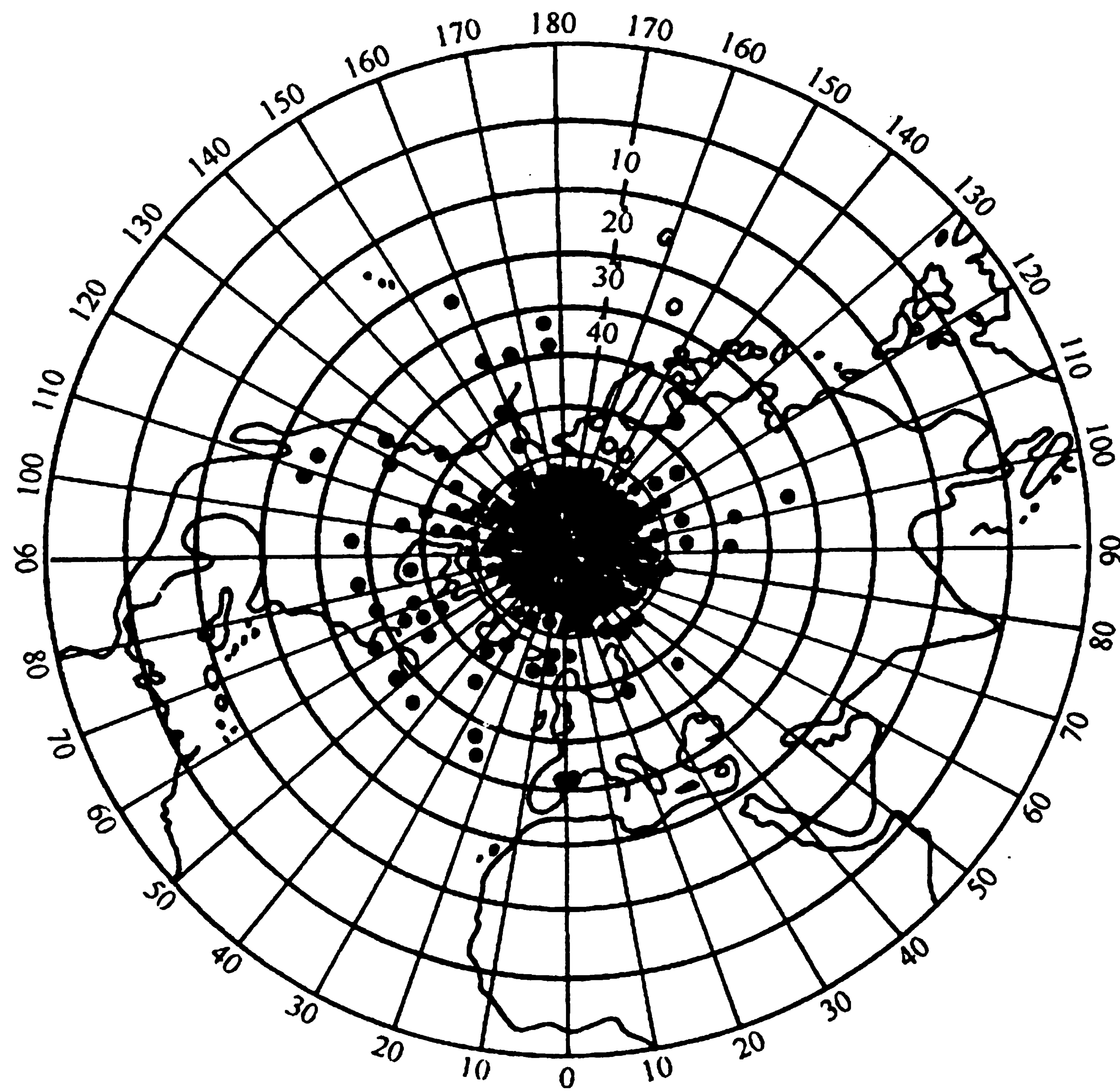



图 3-34　两千万年以来的火山岩的磁极位置

（二）古地磁学的研究方法

古地磁学研究的依据是利用未经构造变动岩石单元稳定的天然剩余磁化强度（NRM），提供出岩石形成时期的古地磁场（$T_古$）特征。基本假设是：不同历史时期岩石天然剩余磁化强度（$M_r$）的方向与相应古地磁场的方向平行且强度呈正比（即 $M_r // T_古$，$M_r \propto T_古$），对于全球规模

的研究，还要依据古地磁场的轴向地心偶极子场的特征。

古地磁学研究的基础资料是岩石的 TRM 和 CRM，因为它们比其它种类的 NRM 更稳定。

古地磁的研究方法，首先要从被研究的岩石单元收集一套空间定向的标本。由于岩石露头（特别是基性喷出岩或侵入岩地区）的 NRM 比较强，利用一般罗盘测出的角度误差较大，所以要用太阳罗盘。如果收集的岩石标本是明显经过变形的（如倾斜层），则还要标出由层理指示的原始水平面。对于一套层状序列（如熔岩流）常常从相当于几千年时间的一个垂直断面采取标本，以便对标本测得的 NRM 取平均时，使 $T_{古}$ 中长期变化的影响最小。

将收集的每一块标本切成许多方块形（或圆柱形）的岩样。通常用无定向磁力仪和旋转磁力仪测量岩样的 NRM 向量，然后利用极射赤面投影把它们的方向画出。极射图上方向向量点的聚集情况表示测定一致性的程度。

为确定 NRM 的稳定性，需要做一些地质试验来进行验证。其中最基本的有“褶皱试验”和“烘烤接触试验”。褶皱试验的原理为：如果在褶皱层的不同位置上，采样的 NRM 方向彼此不同，当做了倾角校正（将 NRM 方向随岩层倾斜而转动相应的角度，使岩层恢复水平位置）后，NRM 的方向变为一致，说明 NRM 是在岩石褶皱前获得的。否则，表明剩磁是次生的。见图 3-35。烘烤接触试验是指当火山岩浆侵入母岩时，母岩周围被加热，而在冷却的时候，母岩与侵入岩在同一个磁场中被磁化而获得 NRM（这里主要是 TRM)。由于侵入（焙烧）岩和围岩物质成分一般不同，所以，利用侵入岩与围岩（包括烘烤和未被烘烤的）NRM 方向的一致与否，就能提供出侵入岩磁化强度的稳定性。这种情况也适用于喷出熔岩流下面被烘烤过的岩石。实际上这个试验已对地磁场极性倒转的真实性提供了有力的证据。如果围岩的 NRM 与被烘烤过的 NRM 方向完全相反，则说明地磁场的极性发生过倒转。

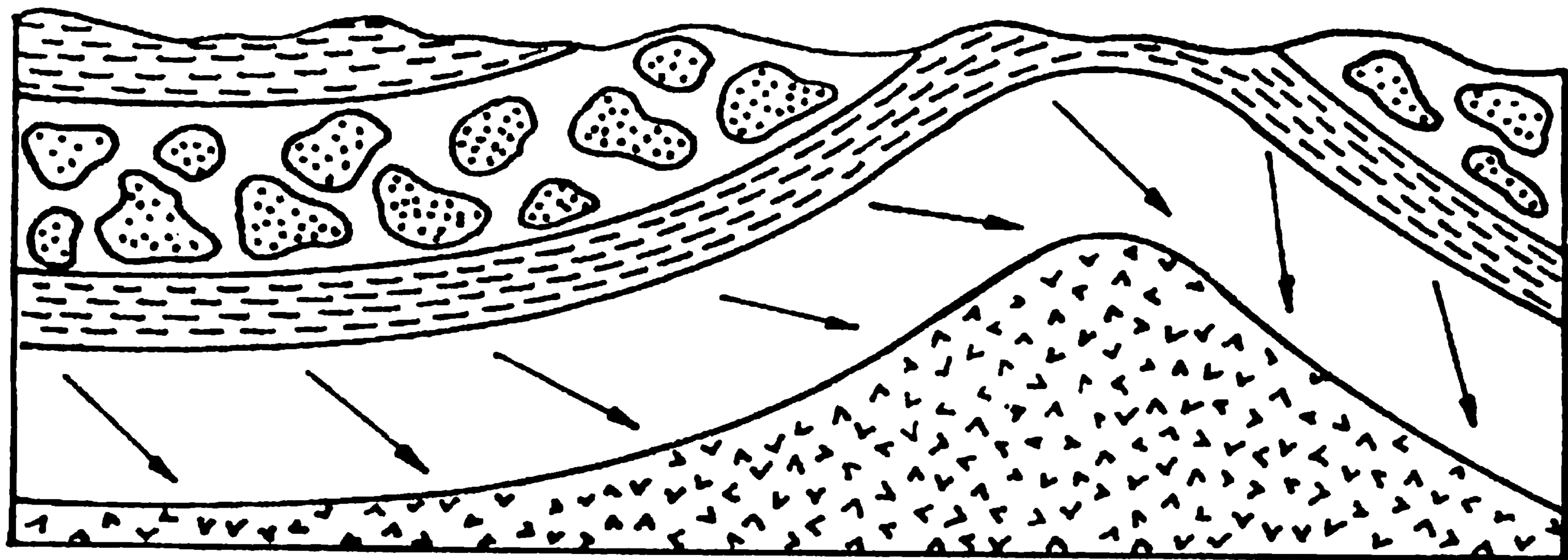


图 3-35 褶皱实验

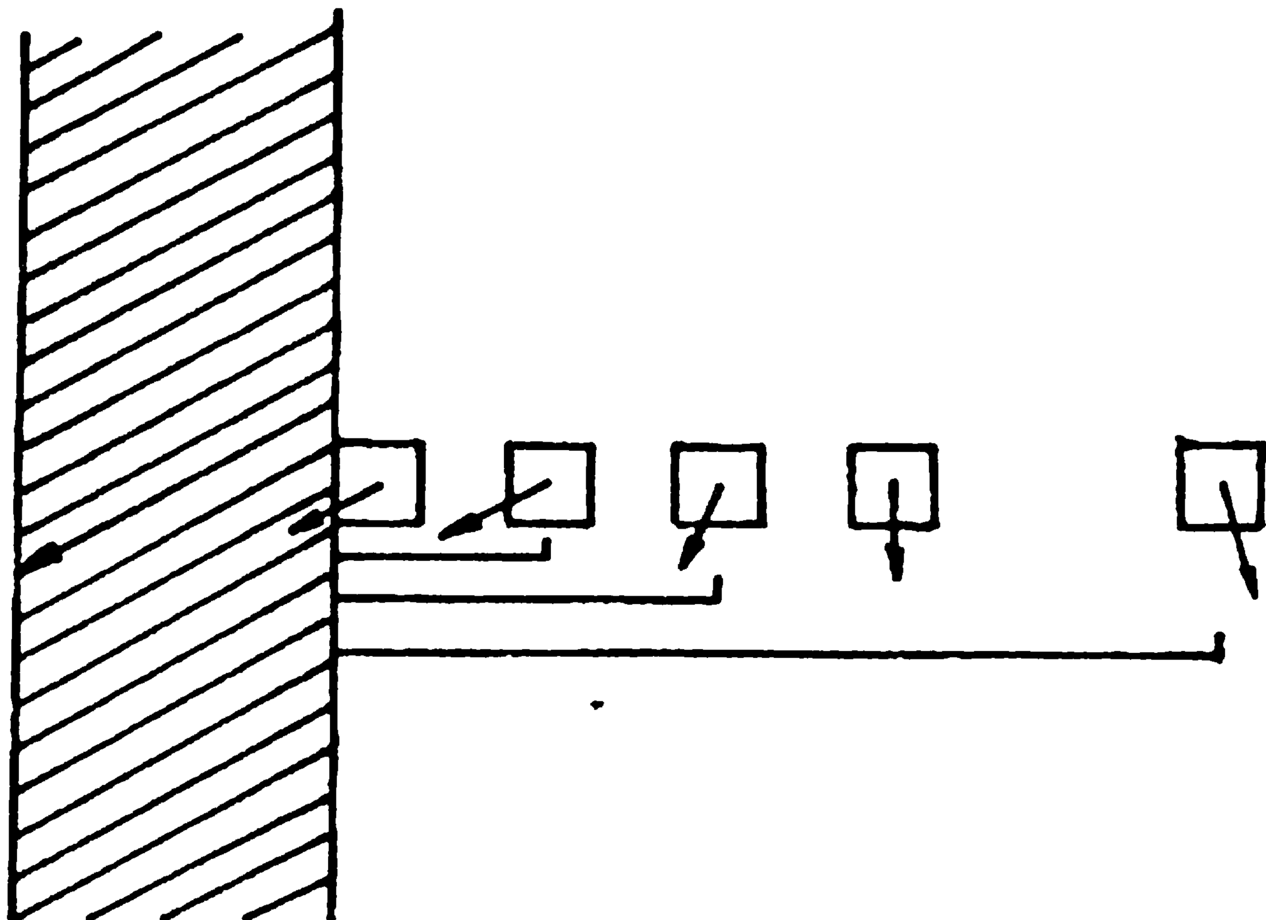


图 3-36 火成岩及其邻近被烘烤过的岩石冷却后磁化强度方向的变化

在对所测到的 NRM 进行古地磁场方向解释之前，必须除掉叠加在原生剩磁上的黏滞剩磁（VRM)、等温剥磁（IRM）以及其它剩磁。这些次生剩磁成分一般比原生剥磁（TRM 或 CRM）的

“软”，在有利情况下，能用部分退磁的办法破坏软成分而保留有用的硬成分，这个过程叫“磁清洗”。最常用的磁清洗方法是交变磁场退磁法。该方法把岩样放在交变磁场中，根据被破坏成分的矫顽磁力 $H_c$选择一个最大的场强，而后平缓地减小到零。另外也能用在无磁空间中逐步分段加热和冷却的办法“清洗”岩石。热退磁法一般不如交变磁场退磁法方便，但是当岩石有过复杂的受热史并得到了次生 *TRM* 或 *PTRM* 时，它会更有用些。

进行磁清洗后，取方向一致的一组剩磁值作为指示古地磁方向的数据。为了排除在重新磁化过程中获得任何次生 *TRM* 或 *CRM* 的可能，凡能查明岩石形成以后由地质、构造事件或磁性矿物的物理化学变化而引起的任何改变的各种检验都一定要做。然后，在轴向地心偶极子场的假设前提下，利用一组方向一致的 *NRM* 的平均方向代入必要的换算公式即可推断出等效的磁极位置。此外，由于磁化方向在原始极射赤面图上确定的是一块面积而不是一个点，所以古地磁极是当作地球上的一块面积求得的。

## 二、地磁场的倒转

地磁场的倒转是古地磁研究取得的重要成果之一。第一块反向磁化的岩石标本是法国人布容1906年在法国中央山脉地区的熔岩中发现的，以后在世界各地陆续发现。30年代，日本的松山发现日本本土第三纪以后的岩石一半是正向磁化，另一半是反向磁化。后来又证实，反向磁化现象从寒武纪后，所有地质年代都能够观测到。迄今为止，所研究的岩石约50%是在与现代地磁场近似相反方向上被磁化的。这是由于地磁场在地质时期内发生了多次的极性反转造成的。正常和反转磁化岩石的发生率各占50%左右，说明地磁场具有任一极性的几率是相等的。有人认为这种现象是岩石自发反转磁化造成的。自发反转磁化又称“自逆”。它产生的原因是岩石中存在二种磁性组分A和B，如果组分A的居里点比B的高，且二者都有较大的磁化率。岩石在外磁场作用下，从高温冷却下来时，当温度下降经过A的居里点时，A获得与外磁场相同方向的磁化强度。温度再降低到B的居里点时，B组分同时受到A组分的磁场和地磁场的磁化。由于A、B组分很近，A的磁场远比地磁场的强，B主要受A磁化而获得与地磁场方向相反的磁化强度。如果冷却后，B组分的磁化强度大于A或者后来A组分受化学作用消失磁性或有选择地被移走，B组分就表现出明显的反转磁化。从上面介绍的看，造成岩石“自逆”的条件是非常苛刻的，要想达到50%的几率是很难叫人相信的。

地磁场倒转的真实性，已被在冰岛熔岩中和北太平洋深海岩芯中的测定工作证实。如图3-37。另一个令人信服的证据来自前面已经讲过的烘烤接触极性试验。各个地质时期都观测到多次极性倒转，但二叠纪除外，发现它很长时期都以反极性为主。

图3-38是对最近450万年极性反转事件进行详细研究后画出的极性年表。极性年表是按地磁场正、反向的时间序列排成的表格。极性年表内有极性时期和极性事件。极性时期的定义即在这段时期里，地磁场有同一极性或者某一极性占显著主导地位。极性时期的名称是以对地磁学研究有突出贡献的科学家的名字而定。而极性事件是极性时期内分出的相反极性短期事件，它的名字是由发现的地点而定。从3-38图中看出，世界范围出现的主要极性时期持续约100万年，在这些时期内，也有只持续1万～10万年的短期极性事件。最近期的倒转（拉尚事件）大概只发生在约两万年前。极性倒转已被广泛地当作一种手段用来进行深海沉积岩芯和溶岩流的地层对比。由此，对全世界各大洋的深海沉积进行对比已经是很容易的事情。

由图3-37可看出，地磁场强度和方向在发生极性转换期间变化都很大。地磁倾角可从70°～80°变化到－70°～－80°左右。而地磁场强度大约减小到正常磁场的15%或更小。低场强的延续时

间估计在一千到一万年间变化。已有人对此时期内可能会引起的生物和气候变化进行了研究，提出了地磁倒转和生物灭绝间的直接因果关系，也观察到了地磁场强度变化和气候变化之间的关系。

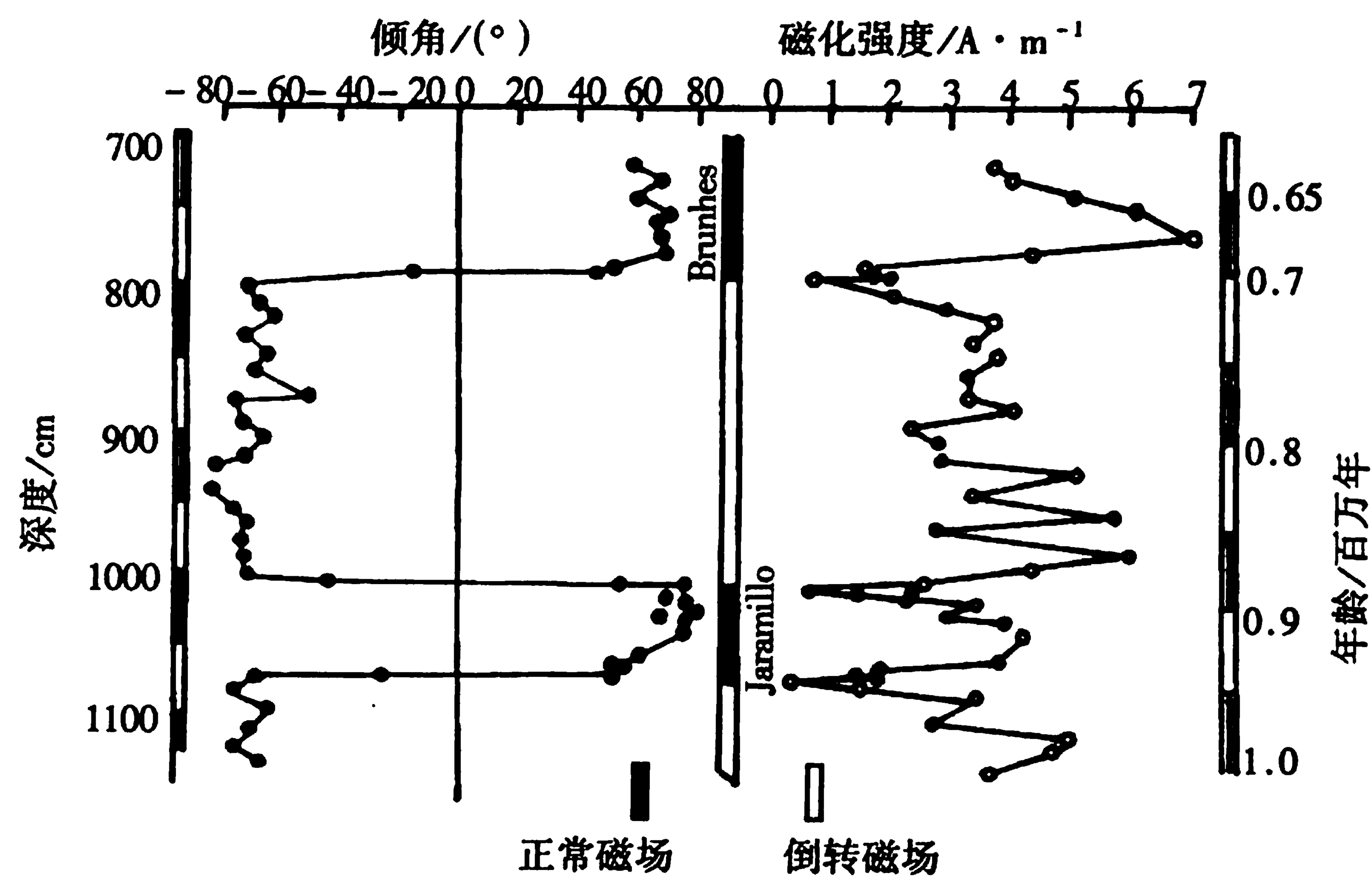



图 3-37 由深海岩芯记录到的古地磁场强度与方向

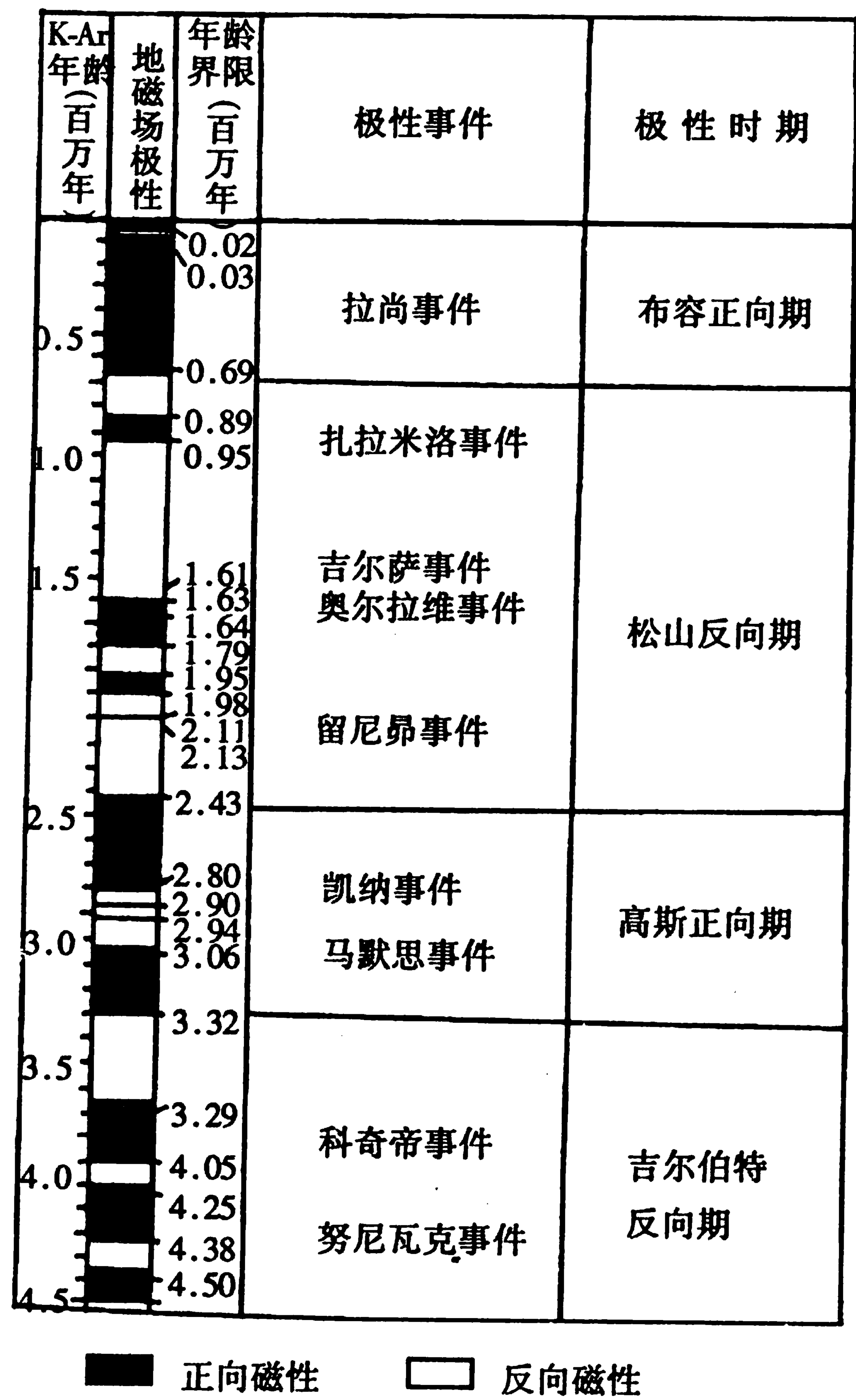



图 3-38 最近 450 万年的极性年表

## 三、极移与大陆漂移

1912年德国气象学家艾·魏格纳提出的大陆漂移假说，在地质和地球物理界引起了激烈的争论。直到20世纪50年代初，英国地球物理学者通过古地磁的研究成果为大陆漂移学说提供了强有力的证据。从欧洲的巴黎、北美的佛丹，印度的那格普尔和澳大利亚的艾利斯普林斯等城镇获得了不同地质年代的地磁偏角和古纬度。图3-39中古纬度是以现代地理坐标画出的，圆点附近的数据表示年龄（百万年计）。从图上清楚地看到，所有大陆在整个地质时期向北漂移。漂移的速度每百万年从纬度上计算为0.2°～0.8°。特别是近三亿年来，欧洲和北美在向北移动过程中它们还向相反方向旋转。澳大利亚的移动有些复杂，印度移动得最远。

对于表示一个给定地区的古地磁资料的方法，就是把这个地区各个地质时期确定的磁极画在现在的地球上，或者作它的极射赤面投影。通过这些磁极的曲线叫"极移曲线"。极移曲线是一条注明了年代，磁极沿以运行的路线。它可以表示极移，也可以表示大陆漂移，但是只根据一个大陆区的资料是无法区分它们的。所以有人把极移曲线称为视极移路线。视极移路线移动的速度平均均为(1～3 cm)/a，但很不规则。

视极移路线是研究大陆漂移的重要依据。它不仅可以了解大陆的移动和移动方向，还可以从各大陆的视极移路线了解它们之间原生的相互关系以及分离漂移的时代。将南美洲和非洲两大陆的视极移路线画在同一张图上，见图3-40（a）所示。两条视极移路线明显不重合。但是两条路线的趋势十分相似，都是从赤道附近随着年代由老到新渐渐靠拢，最终相交于南磁极。而且南美的视极移路线始终是在非洲的西部，正像南美大陆位于非洲大陆之西一样。如果将非洲大陆固定不动，按照大陆架的形态，将美洲大陆向东移动，与非洲大陆拟合，它的视极移路线也随之东移，见图3-40（b）。中生代以前两大陆的视极移路线基本吻合，但是中生代以后视极移路线却分道扬镖了。这一古地磁研究成果证明，南美与非洲大陆在古生代时是连在一起的，当时并不存在大西洋。中生代（侏罗纪）开始分裂，南美大陆向西漂移，并兼有顺时针方向的旋转，形成了今日两大陆的分布状态。

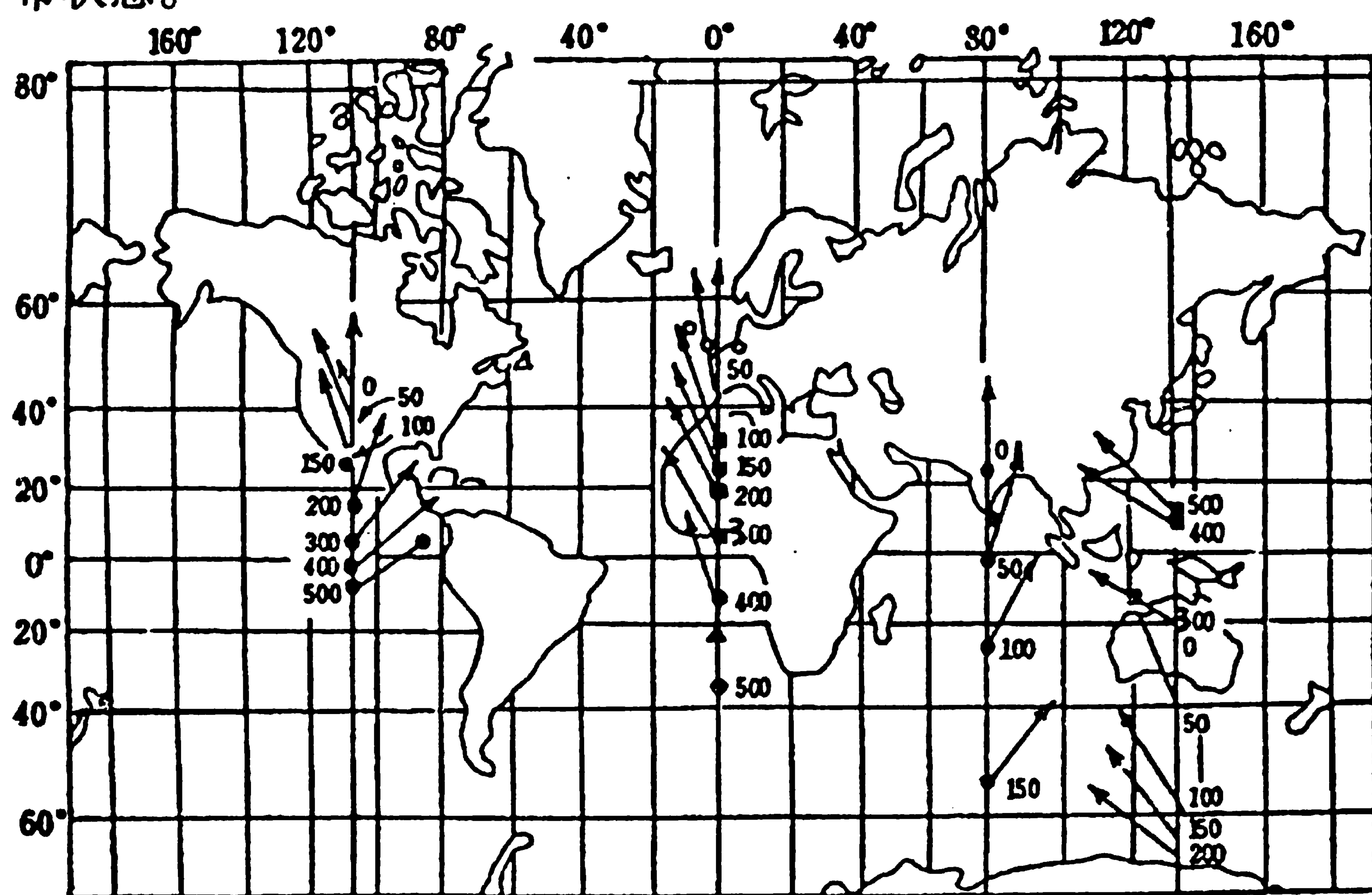
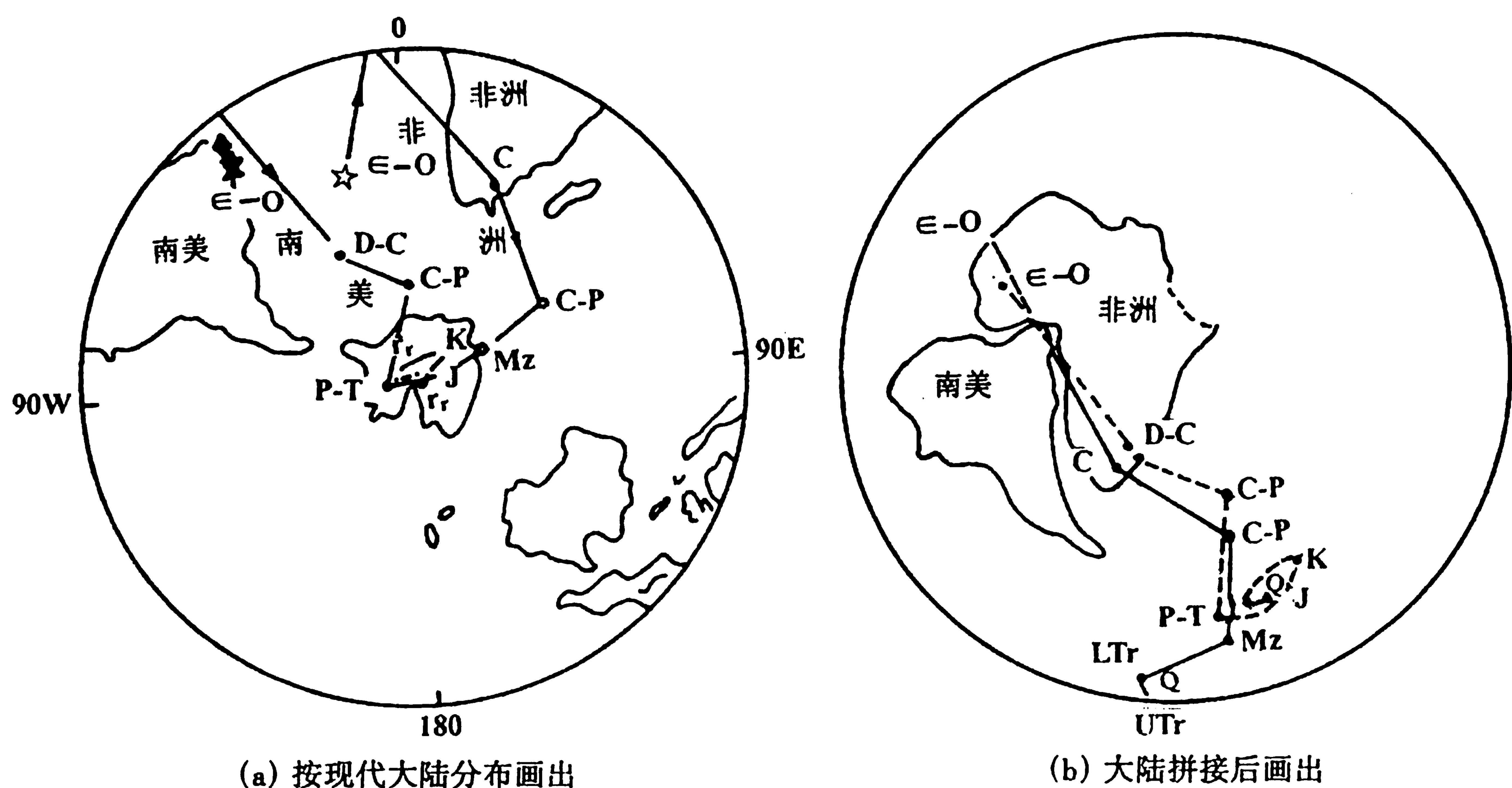



图3-39　各大陆不同时期的地磁偏角和古纬度

此外，对比各大陆的极移轨迹，显示了很大的分歧，甚至只有相对运行几千千米，曲线才经重合。如果承认轴向偶极子假说，则视极移曲线间的差别就只能解释为大陆漂移了。



(a) 按现代大陆分布画出 (b) 大陆拼接后画出

**图 3-40 南美、非洲大陆的视极移路线**

∈——寒武纪；S——志留纪；D——泥盆纪；C——石炭纪；P——二叠纪；T——三叠纪；J——侏罗纪；K——白垩纪；Tr——第三纪；L或l-lower(下)；U或u-upper(上)；Q——第四纪

## 四、海底扩张的古地磁证据

由美国学者赫斯和迪茨于20世纪60年代初在地幔对流说的基础上提出了海底扩张假说。它认为地壳是在洋脊脊顶地带由岩浆作用逐渐形成的，海底为了接纳新形成的地壳向两侧扩张，扩张的结果就意味着大陆漂移。这种海底扩张现象已被许多地质依据所证实。

1963年凡菌和马修斯从海底扩张说和地磁场极性反转现象对海底条带磁异常作出合理的解释。他们认为条带磁异常并不是磁化强弱不均匀的带状岩石所引起的，而是在地磁场转向的背景上，地幔物质不断自大洋中脊顶部涌出，形成新的洋底，当它冷却到居里点以下时，便沿着当时地磁场的方向磁化。随着海底扩张，先形成的洋底向两侧推开，中脊顶部又涌出新的洋底。如果此时地磁场发生转向，新形成的洋底便在相反的地磁场方向上被磁化，形成与先前磁化方向相反的一条磁异常带。地磁场反复转向，新洋底沿中脊顶部不断地形成和扩张，这样就在洋底留下一系列磁化方向正负相间的磁异常条带。见图3-41。洋底像一卷巨大的磁带，它记录着地磁转向和海底扩张的信息。磁异常在洋脊两侧的对称性，是洋脊向两侧扩张速度相等的结果。

现将海洋上观测到的条带磁异常和已经确定的过去五百万年的地磁极性年表进行对比表明，沿许多洋脊的扩张速度一般为(1～5 cm)/a。例如东太平洋隆起扩张速度为4.6 cm/a，朱昂德菲卡洋脊为3 cm/a，雷克亚内斯洋脊（冰岛以南）为1 cm/a。

图3-42是世界海洋上发现的特征性线性磁异常图。图中细线代表断裂带，从中发现有大约50%的深海底（即地球表面积的1/3）是在最近7千万年（占地质时间表最近的1.5%）期间形成的。图中所示大于500万年的异常年龄是假定扩张速度与最近500万年的相同而推算的。这些推算的年龄可以利用钻孔岩芯中的微体化石对照火山岩海底上覆最老沉积层的年龄加以检验。用这些沉积层确定的年代，证实了估算南大西洋以2 cm/a的均匀扩张速度向外扩张，其误差不超过（5～10)%。因此有人用海底的磁异常将极性年表的时间外推到过去的8千万年左右。

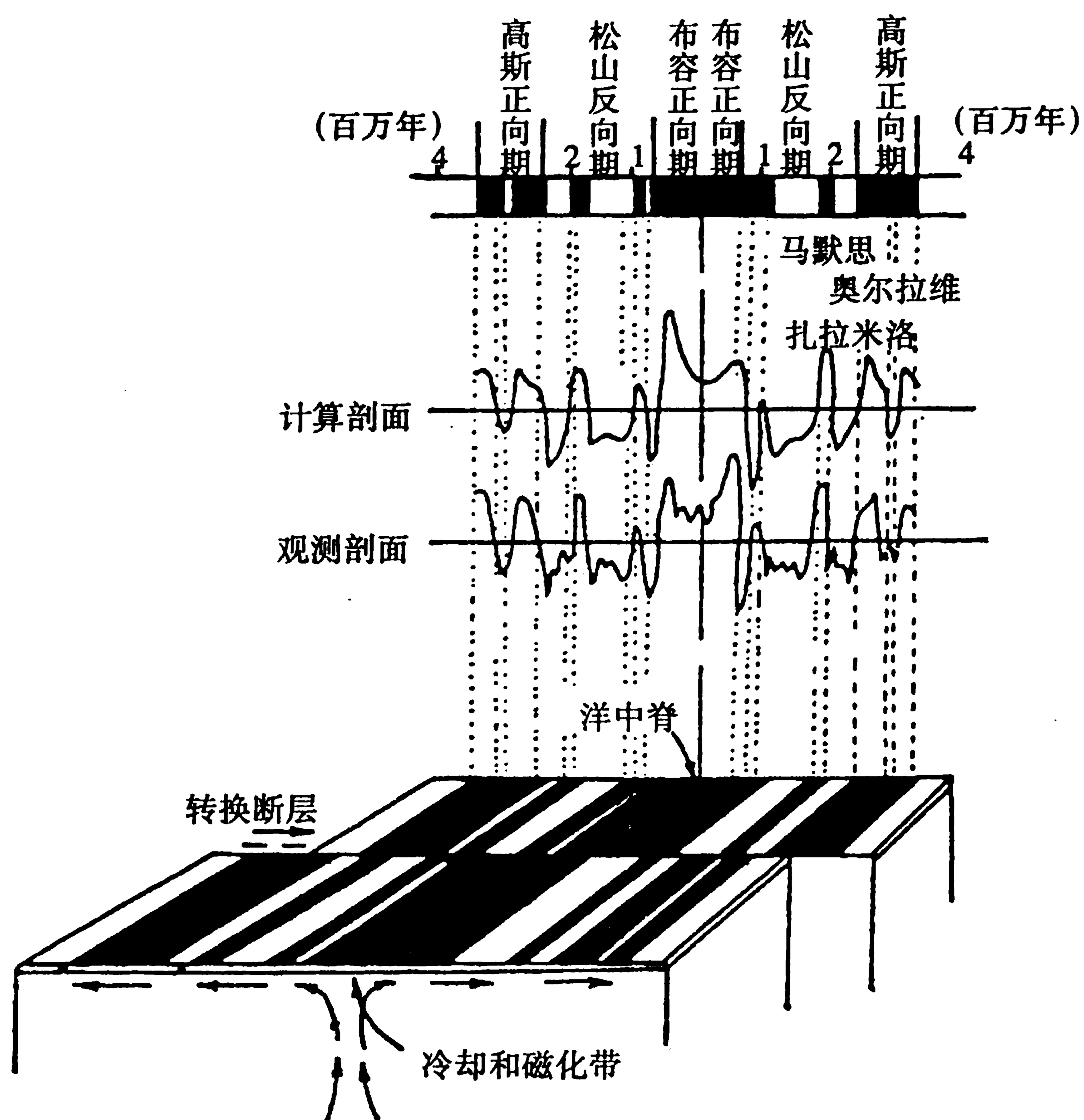



图 3-41　海底扩张与地磁极性反转示意图

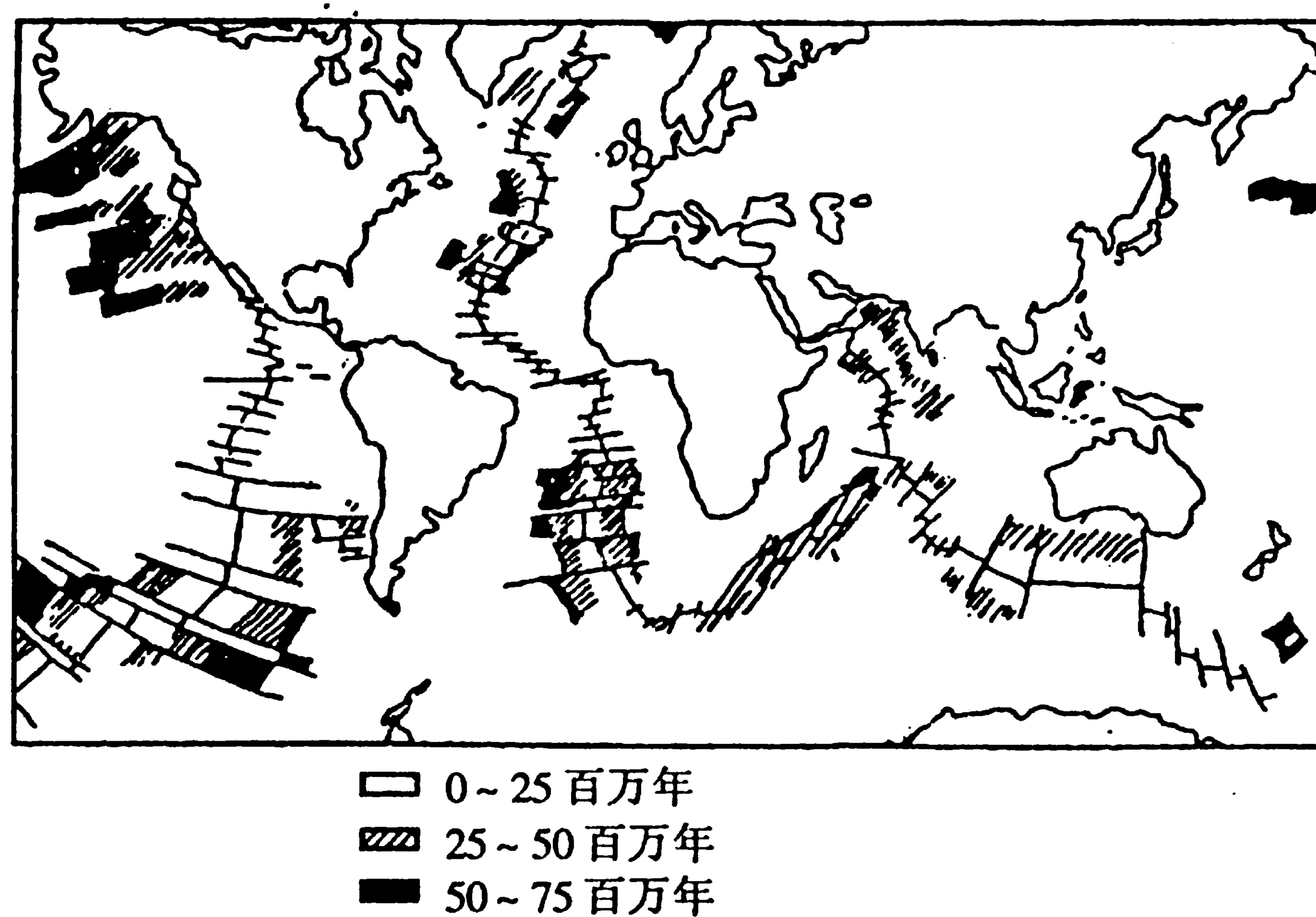



图 3-42　根据磁异常作的海底简化等时线平面图

## 五、应用地磁场确定地质年代

### （一）利用地磁场的长期变化进行地层对比

快速沉积或喷出的岩层能把地磁场的长期变化以剩磁方式记录下来。不同时期变化的特征是不同的，若两个地区长期变化的图形（指偏角和倾角）是一致的，说明岩石时代是相同的。由于长期变化具有地区性特征，所以这种对比适用于邻近地区进行。图 3-43 就是其中的一例。英国斯凯岛上斯托尔地区有 22 层熔岩，基朗地区有 8 层。两地的熔岩缺乏常规的层与层之间的对比标志，因此无法确定基朗的 8 层相当于斯托尔的那几层。将基朗熔岩的磁倾角、偏角变化曲线置于斯托尔熔岩变化曲线的不同位置上，分别计算两条曲线的相关系数，取相关性最好的一段，就是两地熔岩的对比层。图中说明基朗的 8 层对应于斯托尔的 9～16 层。

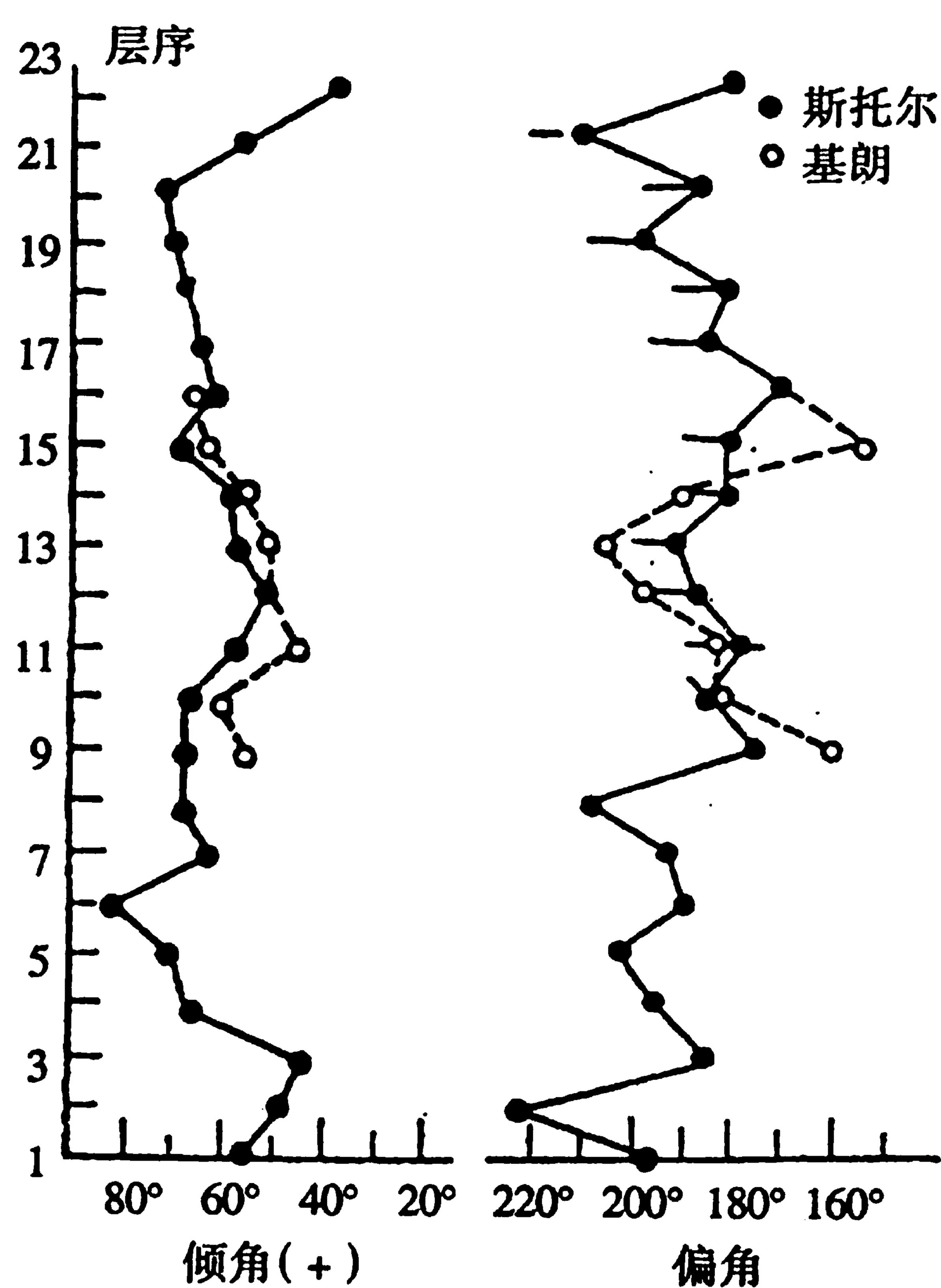



图 3-43　英国斯凯岛上相距不远两地的第三纪熔岩层位的对比

（二）利用 NRM 的平均方向进行岩层对比

各地地表的地磁场并非完全一致，但在一定的范围内，地磁场的指向大致相同。在有限范围内，没有经过变化的同时代岩石的 NRM 指向应当一致，不一致是时代不同的标志。

加拿大阿比提岩脉群中的各岩脉走向很相近，但无法确定它们是否为同时代的产物。经古地磁的测定，得出三个清楚的方向群，见图 3-44。因而确定它们是不同时代的产物。

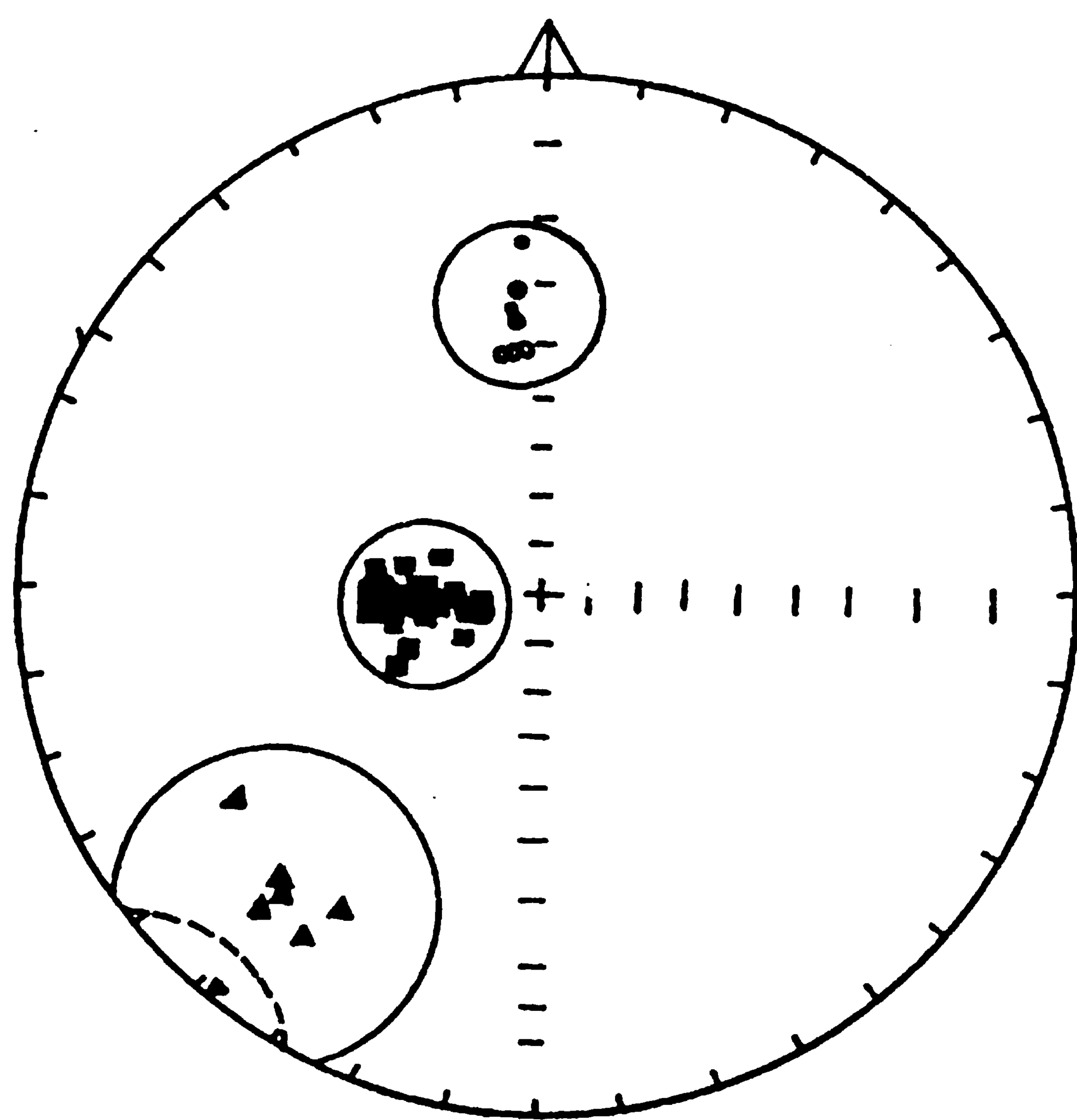


图 3-44　加拿大阿比提三个岩脉群古地磁方向的分布

（三）利用视极移路线确定岩层的时代

用古地磁学方法能获得岩石的磁极位置，将它与该岩石所在板块的已知极移路线进行对比，可以确定该岩石形成的年代。

(四) 利用地磁极性倒转确定地层年代

地磁场的极性倒转，不仅能被海洋条带磁异常记录下来，而且也可以被岩石的 TRM 和 CRM 等记录下来。如果在一个连续沉积的剖面上系统地取样，并测量样品剩余磁化强度的极性，然后按地层层序作图，即得到该剖面的极性柱状变化图。将其与地磁极性年表分析对比就可以确定各层位的年代。

## 六、应用古地磁研究地质构造及矿产预测

(一) 研究地质构造

已经获得了原生剩磁（TRM 或 DRM）的岩石，如果后来发生了构造运动，则使处于构造不同部位的岩石之间改变了它们生成时期的相对位置，剩磁方向也随之改变。如果测定现代处于构造不同部位的岩石稳定剩磁方向，就可反推和验证该构造运动发生的方式和方向。进而还可确定构造运动发生的大致年代。

为了搞清日本列岛弯曲的时代，古地磁学家对日本各地质时期地层进行了广泛的古地磁研究。结果发现日本各地新生代的磁偏角指向基本一致，东北地区为 10°，西南地区为 9°。第三纪以前的平均磁偏角以大地沟为界，东北地区约为 - 33°，西南地区为 28°左右，两者有 58°的夹角，如图 3-45 所示。这个差值与两个地区走向的夹角 57°很相近。因此认为日本列岛在新生代以前是呈直线分布，在第三纪早期受太平洋构造运动的影响，在大地沟一带发生弯曲形成目前的弧形分布状态。

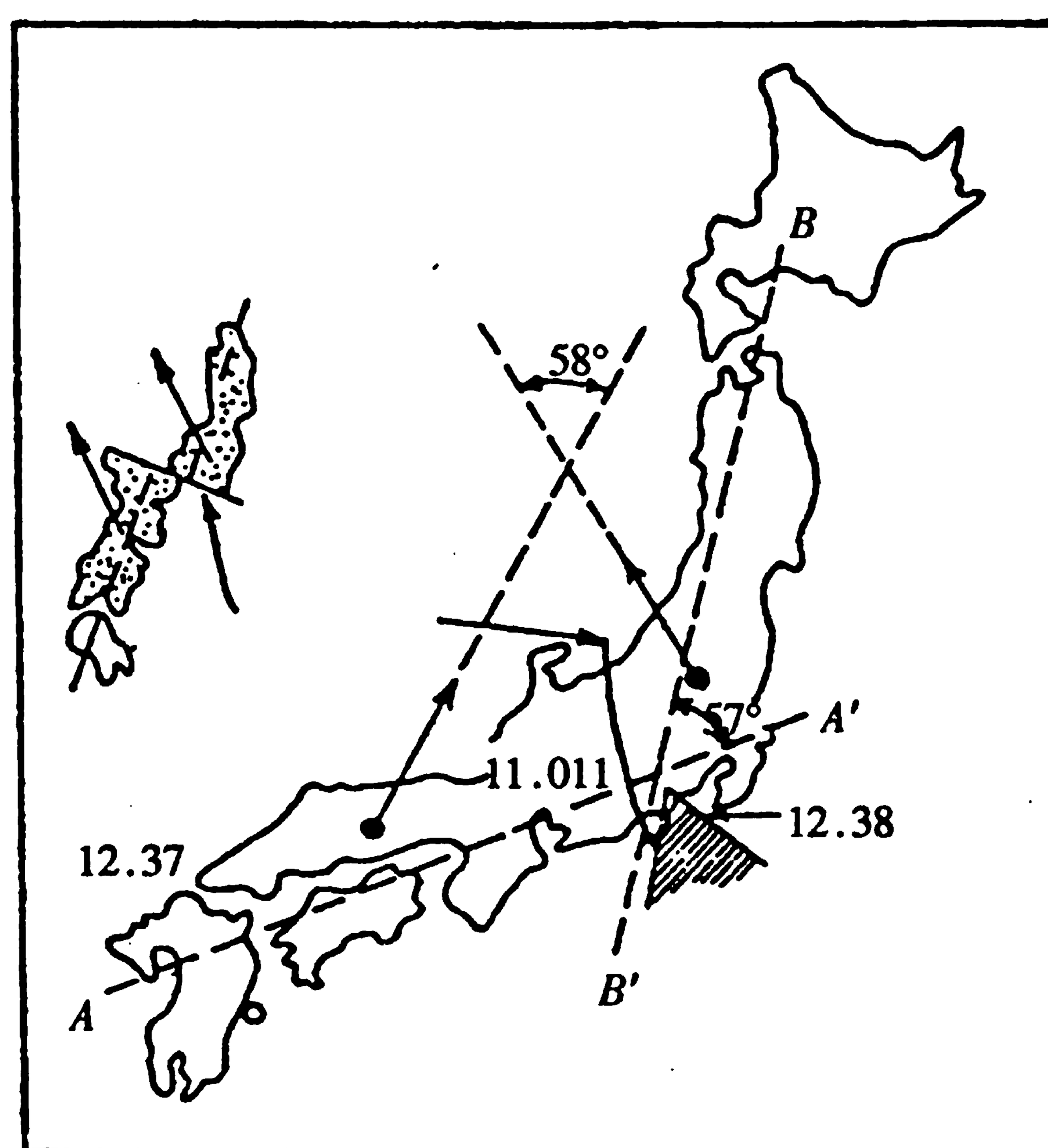



图 3-45　日本第三纪前后磁偏角的指向

(二) 预测矿产分布

利用岩石的古地磁倾角可推算出该岩石生成时期的古纬度坐标（用（3.11）式），从而不仅可用来研究古地理、古气候和古植物群体的分布，还可根据古地理和古气候资料来预测沉积矿产形成的可能时间与空间分布。例如，布拉顿与欧文在 20 世纪 60 年代根据古地磁资料，统计了在寻找石油、金属矿床上与古纬度的关系。发现了西欧和北美大多数石炭纪煤田分布在古纬度小于 30°的地带，而加拿大，西伯利亚和一些南方大陆的二叠纪和更年轻的煤田却落在高纬度区。从统计上已知大多数第三纪地层中的大油田是在古纬度 30°以内形成的。而那些在古生代地层中出

现的油田其古纬度小于20°。因此确定石油和天然气潜在积聚方面，生油岩所处的古纬度是很有意义的。同样，有些蒸发岩和矿物（如石膏、硬石膏、红土矿等）是在干旱高温环境中形成的。现代蒸发岩都生成在热带和温热带的沙漠区和半沙漠区，与干燥的季节风和大陆的干燥中心有伴生关系。它们均分布在纬度±45°范围内。古蒸发岩有75%分布在纬度±30°范围内。70%以上的大型磷矿床，其纬度分布在0°～30°之间。

# 第四章 地电学

地电学是地球物理学的一个组成部分，它是通过观测和研究天然或人工在地下建立的电场、电磁场，解决与岩、矿石电学性质差异有关的各类地学问题的一门应用学科。

地电学是电磁学、电化学以及电子学在地质学研究的实践中发展起的。最早的地电测量工作是利用观测天然存在于地下的自然电场，寻找硫化金属矿床。由于地质学研究的深入发展，以及工业发展对矿产资源的迫切需求，各种地电测量方法也就相继问世，先后用于实践的不下二十几种，表 4-1 所列出的是近年来较常用的方法。在地电研究和测量中，依据具体任务及地电条件的不同，可观测天然存在于地球中的电磁场，亦可研究人工在地表建立的电场或电磁场的分布规律和变化特点。地电测量工作可在地表、空中、水中或钻井、坑道中进行，因此有地面、航空、海洋、井中电测之称。

**表 4-1 常用的地电测量方法**

| 场源性质 | | 方法名称 | 应用领域 |
|---|---|---|---|
| 天然 | 直流电场 | 自然电场法 | 金属矿产普查勘探及水文地质调查 |
| | 交变电磁场 | 大地电磁测深法 | 深部及区域地质构造探测 |
| | | 地磁测深法 | 深部地质构造研究 |
| 人工 | 直流电场 | 电阻率测探法 | 区域地质构造普查及勘探 |
| | | 电阻率剖面法 | 区域地质填图及良导矿脉探测 |
| | | 充电法 | 水文地质调查及良导矿体产状预测 |
| | | 激发极化法 | 金属矿产普查及勘探 |
| | 交变电磁场 | 变频法（交流激发极化法） | 金属矿产普查及勘探 |
| | | 低频电阻率法 | 同直流电阻率法 |
| | | 频率测探法 | 区域地质构造深测 |
| | | 电磁法 | 区域地质填图 |
| | | 甚低频法 | 区域地质填图及找矿 |
| | | 无线电波法 | 水文及工程地质调查及盲矿体探测 |

由于电测参数及场源种类繁多，使得地电测量具有方法种类多和应用广泛的特点。目前，地电测量方法已在地壳、上地幔高导层的探测及地球结构研究，石油、天然气及煤田地质普查，金属及非金属矿产普查和勘探，水文及工程地质调查，城市规划及建筑基础研究等方面广泛应用，并在不同程度上取得了良好的效果。近年来，由于现代物理学、工程教学、电子学及电子计算机技术的飞速发展，推动了地电测量技术的变革，使得测量仪器向着数字化、自动化、小型化、轻便化方向发展。因此，地电测量的应用必将为地质学研究的深入开展、矿产资源的开发利用提供更多、更新的技术资料。

应该指出，地电测量方法也像其它地球物理测量方法一样，是通过物理场的研究，即通过对电场或电磁场的研究来解决地质学问题的。所获得的地电异常也具有多解性。因此，实践中应尽可能采用多种地球物理手段，密切结合测区地质资料，进行综合研究，从不同物性，不同物理场的角度，综合分析所得各种异常，以便尽可能地排除多解性，以期最终比较可靠地解决待定的地

质学问题。

根据本书宗旨，本章重点介绍在深部地质和区域地质构造研究中应用较多的电测方法。对在寻找金属矿常用的激发极化法给予简单介绍。

## §4.1 地球介质的电学性质

这里所说的地球介质电学性质，是指组成地球的各类岩、矿石的电学性质。目前，地电测量及研究中已被利用的主要是岩、矿石的导电性和电化学活动性。

### 一、地球表层岩、矿石的电阻率

通常衡量物质导电性的优劣，主要是用电导率 $\sigma$ 的大小，其倒数就是电阻率 $\rho$。从物理学可知，粗细均匀、材料一定的导体，其电阻 $R$ 与导体的长度 $L$ 成正比，与导体横截面积 $A$ 成反比，即 $R=\rho L/A$，其中比例系数就是导体的电阻率 $\rho$。

$$\rho = \frac{RA}{L} \tag{4.1}$$

不难看出，电阻率 $\rho$ 在数值上等于电流垂直流过单位截面积、单位长度导体时，该体积内物质所呈现的电阻。由此可知，物质的电阻率越小，其导电性就越好。在地电测量中采用欧姆·米（Ω·m）作为电阻率的单位。

#### （一）矿物的电阻率

岩石和矿石是由矿物所组成。固体矿物按导电机理的差别分为金属导电型矿物、半导体型导电矿物和固体离子型导电矿物。

金属导电矿物包括天然金属和石墨，其中以常见的自然金和自然铜的电阻率最低，自然金的电阻率为 $2\times10^{-8}$ Ω·m，自然铜的电阻率为 $1.2\times10^{-8}\sim30\times10^{-8}$ Ω·m，石墨顺解理面的电阻率为 $36\times10^{-8}\sim100\times10^{-8}$ Ω·m，垂直解理面的电阻率为 $28\times10^{-6}\sim1\times10^{-2}$ Ω·m。实际上，自然金和自然铜在自然界是分散分布的，只有石墨在地电测量中可能遇到。

半导体型导电矿物包括绝大部分金属硫化物和金属氧化物，其中黄铜矿、黄铁矿、辉铜矿、方铅矿、磁铁矿等电阻率均低于 1 Ω·m，而辉锑矿、闪锌矿、锡石、软锰矿、铬铁矿、赤铁矿等电阻率在 $10^{0}\sim10^{6}$ Ω·m 之间。

固体离子型导电矿物包括绝大多数造岩矿物，如石英、长石、云母、角闪石、辉石和盐岩、石膏等，它们的电阻率都很高，一般都大于 $10^{8}$ Ω·m，在干燥的情况下可以认为是绝缘体。

#### （二）常见岩石的电阻率

通常情况下，岩浆岩电阻率最高，其变化范围在 $10^{2}\sim10^{5}$ Ω·m，如花岗岩、闪长岩、玄武岩等。变质岩中的结晶片岩、片麻岩、大理岩、石英岩等电阻率也较高，大约在 $10^{2}\sim10^{5}$ Ω·m，而其中的泥质板岩则稍低些，电阻率在 $10^{1}\sim10^{3}$ Ω·m。沉积岩电阻率偏低，其中土壤、黏土、亚黏土等电阻率为 $10^{1}\sim10^{2}$ Ω·m，砂岩在 $10^{1}\sim10^{3}$ Ω·m，但其中石灰岩电阻率却较高，约在 $10^{2}\sim10^{4}$ Ω·m 左右。

如上所述，不同岩石间电阻率一般都有明显差别，这正是地电测量的地球物理基础。但是由于岩石和矿物形成过程的地质条件千差万别，形成后所经历的地质构造运动也不相同，致使同一种岩石的电阻率本身变化范围也很大，这给地电测量应用带来困难。

### （三）影响地球表层岩石电阻率的因素

埋于地下的岩石，其电阻率的大小与其组成成分有关，当岩石中含有良导电矿物时，电阻率将随良导电矿物含量增加而降低。此外，岩石的结构在一定条件下也影响其电阻率，如导电矿物含量相同的情况下，浸染状结构的矿石与细脉状结构矿石相比，前者的电阻率高于后者，其原因是前者的导电矿物互不连接，而后者的导电矿物将是电流的通道。岩石的孔隙度、含水性及含水矿化度等因素也都明显影响其电阻率，当岩石中孔隙度大而含水时，其电阻率往往随含水矿化度的增高而降低。自然界地下水的矿化度变化范围较大，可由 $10^{-1}$g/L 到 $10^{1}$g/L。显然，当组成成分和孔隙度均相同的岩石埋于不同地下水环境时，其电阻率也将不同；当地下水条件相同，而岩石孔隙度不同时，其电阻率值亦不一样。由此可以理解岩浆岩和变质岩往往比某些沉积岩电阻率高，是由于前者较后者致密，即孔隙度小造成的。此外，其它条件相同，孔隙中含水程度不同的岩石，其电阻率也会不同。

对于层状结构的岩石，各层电阻率不同时，将会出现垂直于层面测得的电阻率 $\rho_n$大于沿层面测得的电阻率 $\rho_t$，这种现象就是岩石电阻率的各向异性。

总之，影响岩、矿石电阻率的因素是多方面的。在沉积岩区，为勘查石油、煤田以及水文、工程等地质调查中，岩石的孔隙度、含水饱和度及矿化度是主要因素。在变质岩、火成岩区的金属矿产普查及勘探中，岩石中良导电矿物的含量及结构是决定性因素。

## 二、地球深部岩石的电阻率

对于地球内部结构的认识，主要是通过地球物理资料的分析和推论获得的。通过第一章的学习大家已经知道，根据地震波在不同深度传播速度的变化，把地球划分为地壳、地幔和地核三部分。按地震波在地壳中的传播速度和岩石标本之间波速测量的对应关系，以及重力资料的分析，初步认为地壳的上层可能是花岗岩或是介于花岗岩和闪长岩之间的岩类，地壳的下层可能是玄武岩或麻粒岩等。地幔中的岩石一般被认为是由类似于橄榄岩、辉石岩等超基性岩石所组成。

### （一）高温高压下岩石的电阻率

大家知道，地球内部的温度和压力是随深度的增加而升高和加大的，其中压力随深度的加大是由于岩石本身相互挤压而造成的，而温度随深度的提高则是岩石在挤压过程中其位能转换为热能所引起的，此外，也与放射性衰变过程中产生的热能有关。

地球内部温度的分布可根据地表热流值的测定，通过热传导方程来求解。地球内部的压力分布可根据岩石密度的分布来推算。在深度为 30 ~ 50 km 的地壳底部，温度约为 300 ℃ ~ 500 ℃，压力为 $9.8\times10^{8}$ Pa（N/m$^2$），而深度为 100 km 左右的上地幔底部，温度可达 1700 ℃，压力为 $39.2\times10^{9}$ Pa。

地球深部的岩石是处于高温、高压的环境中，其电阻率可通过高温、高压模型实验来研究，其结果表明，岩石电阻率是按指数关系随温度升高而降低的，但不同温度段变化梯度不同，高温区变化梯度较低温区大。玄武岩样品高温高压实验表明，单纯压力对岩石电阻率变化的影响不大，而温度的影响却十分明显，压力从 $9.31\times10^{7}$ Pa 变到 $19.60\times10^{7}$ Pa，电阻率变化不超过一个数量级，而温度从 200 ℃增加到 700 ℃时，玄武岩电阻率却降低 5 个数量级。

### （二）壳内低阻层和上地幔低阻层

根据大地电磁测深工作成果发现，一些地区的地壳和上地幔中存在有相对的低阻层。壳内低阻层多出现在地质构造的活动区，其电阻率为 $n\times10^{0}\sim n\times10^{1}$ Ω·m，上地幔低阻层在各地质构造单元中普遍存在，有些地区还可能出现两个或三个低阻层，其电阻率为 $n\times10^{0}$ Ω·m 或更低。

由于具有壳内低阻层存在的地区，常伴有较高的地热流值，故常认为其成因与地壳内局部热量富集有关。但壳内温度不超过 600 ℃，此温度下，壳内花岗岩、玄武岩或麻粒岩的电阻率大约为 $10^2 \sim 10^5\ \Omega\cdot m$。可见壳内低阻层并非单纯由温度影响所致，为此有人提出壳内低阻层是在较高温度条件下，岩石发生相变脱水，或者在含水条件下出现局部熔融现象而引起。值得注意的是，压力的增加会提高岩石的熔点，而熔融状态下岩石的电阻率又是很低的。因此压力的影响又是不可忽略的。综上所述，研究低阻层的分布和形成条件，对了解构造运动和地球结构是很有意义的。

实验中发现，有些含有结晶水的矿物，如角闪石、绿泥石、绿帘石、阳起石等在 400 ℃～600 ℃的环境中可能有结晶水析出，并证明一旦岩石有少量的自由水，其电阻率就会十倍的下降。此外，含水的岩石具有较低的熔点，在地壳内部环境压力下，含水伟晶岩的熔点约 550 ℃，而壳内低阻层的温度一般认为在 550 ℃以上，故有人认为壳内低阻层可能是花岗岩类部分熔融引起的，并认为岩石相变脱水促成了部分熔融现象的发生。实验还证明，当岩石开始熔融时，熔融物质就在固体颗粒周围形成一个连续的导电薄膜，使岩石的电阻率降低 2～3 数量级。

对于地幔中的低阻层，一般认为是岩石部分熔融引起的。在地幔中压力和温度均随深度增加而增加。虽然压力的增加提高了岩石的熔点，但在地幔某些地段温度仍可能接近于岩石的熔点，例如大陆地区深度为 100 km 处的地温约为 1200 ℃，相应岩石的熔点为 1 400 ℃，地温略有涨落就会使岩石熔融。大约深度在 100～400 km 范围内，地温和岩石的熔点十分接近，使得某些地段中的岩石出现部分熔融现象。超基性岩石熔融实验表明，岩石中只要有 1%～2% 的易熔矿物熔融时，就能形成包围在晶格上的导电薄膜。此外，当温度接近岩石熔点时，岩石中结晶状态的矿物将向非结晶态转变，该非晶化过程增强了岩石的热缺陷导电的能力，使岩石的刚性减弱，塑性增强，具有非弹性蠕变的特征。因此，上地幔低阻层和地震波的低速层常常彼此对应。大地电磁测深结果表明，不同构造单元上地幔低阻层的埋深不同、构造活动带上地幔低阻层埋深较浅，约几十千米，而稳定地台区上地幔低阻层埋深可达 300 km。

## §4.2 地球中的电磁场

地电研究中所涉及的地球电磁场，不仅包括地球中天然存在的变化电磁场、局部存在于地下的稳定自然电场，也包括人工在地下建立的各种形式的直流电场和交变电磁场。本节仅就我国地电学研究中应用较广的人工直流电场和天然电磁场作简要介绍。

### 一、地下均匀半空间中的人工直流电场

为在地下建立人工直流电场，需将直流电源的两端分别经电极 A 和 B 接地，电流由 A 输入地下导电介质，由 B 流出，通过电源形成闭合回路，于是地下就形成了电场。A 和 B 称为供电电极。当 A、B 距离很大时，可将供电电极视为两个点电极，此时地下电场称为两个点电流源的电场。若仅考虑 A 极，将 B 极置于较远的地方，即 A 极附近的电场不受 B 极的影响，或影响甚微可忽略不计，就获得一个点电流源的电场。此外，若 A、B 间的距离与其到观测点的距离相比很小时，就可视 A、B 所形成的场为电偶极场。

#### （一）点电流源电场的分布规律

若地表水平的地下半空间充满电阻率为 $\rho$ 的均匀导电介质。当地面只有 A 极供电，其电流为 $I$ 时，在距 A 为 $r$ 远的任一点 $M$ 处的电流密度为

$$j = \frac{I}{2\pi r^2}\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{4.2}$$

根据欧姆定律 $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{j}\cdot\rho$，可以得到 $M$ 点的电场强度

$$\boldsymbol{E} = \frac{I\rho}{2\pi r^2}\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{4.3}$$

由于场强等于电位的负梯度，即 $E=-\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r}$，于是得到 $M$ 点的电位表达式为

$$u = \frac{I\rho}{2\pi r} \tag{4.4}$$

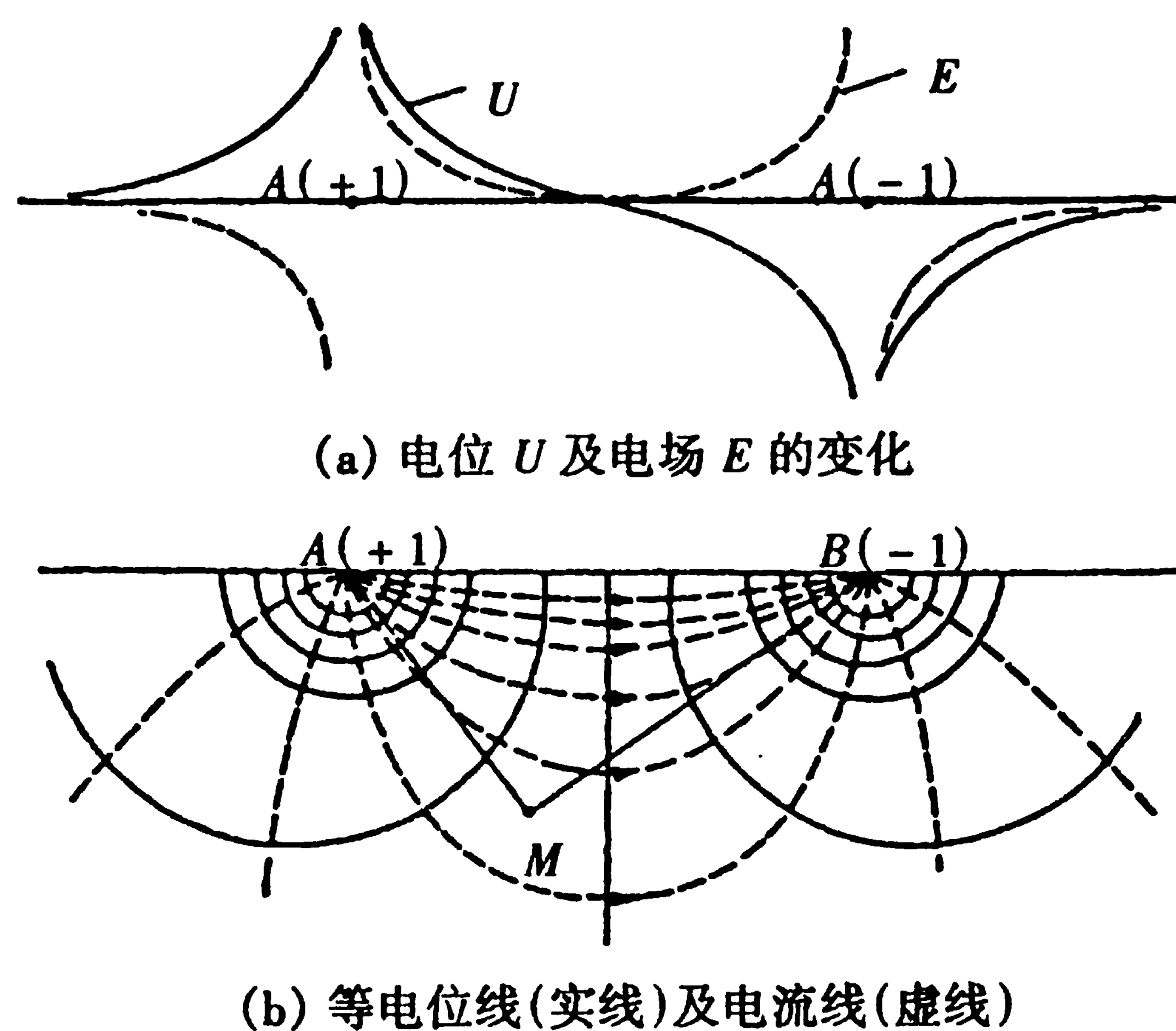
从以上三式看出，一个点电流源的电场和电流密度均与矢径 $r$ 的方向一致，其等位面是一系列以点源为中心以 $r$ 为半径的同心半球面，电流密度 $j$ 与等位面正交。在点源附近电位衰减很快，随着远离点源衰减变慢。

对于以 A 为 $+I$，以 B 为 $-I$ 形成的两个异性点电流源的电场，按场的叠加原理，可以得到任一点 $M$ 的电位和电场强度表达式为

$$u_M^{AB} = u_M^A + u_M^B = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM}\right) \tag{4.5}$$

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_M^A + \boldsymbol{E}_M^B = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM^2}\cdot\frac{\overrightarrow{AM}}{AM} + \frac{1}{BM^2}\frac{\overrightarrow{BM}}{BM}\right) \tag{4.6}$$

图 4-1 即为按（4.5）和（4.6）式计算的两个异性点电源的电位和电场分布图。由图看出，靠近电极处电位变化快，即向着 A 极方向电位迅速增高，向 B 极方向电位迅速降低，AB 中段 $\left(\frac{1}{2}\sim\frac{1}{3}\right)AB$ 处电位变化较慢，其中点电位为零。在电极附近电位梯度大的地方，电场强度的绝对值也大。$AB$ 中部电位梯度变化不大，电场强度值也变化不大，电流线基本与地表平行，呈现均匀场的特点。




(a) 电位 $U$ 及电场 $E$ 的变化

(b) 等电位线(实线)及电流线(虚线)

**图 4-1　均匀半空间中两个异性点电流源的电场、电位分布图**

（二）电流密度的垂向分布

电流密度的垂向分布规律对地电测量具有重要意义。因为实际测量中，是根据地表电流密度的变化来判断地下地质体的分布。若集中于地表的电流越多，流入深部的电流就越少，当流经深部地质体中的电流密度很小时，该地质体电阻率的变化对地表电流密度的影响就不大，也就探测不出该地质体的存在。

对于一个点电源而言，与 $A$ 相距为 $r$ 处的地表 $O$ 点电流密度为

$$j_0^A = \frac{I}{2\pi r^2}$$

在 $O$ 点的铅垂线上，距地表为 $h$ 的 $M$ 点处电流密度为

$$j_M^A = \frac{I}{2\pi(r^2 + h^2)} = j_0^A\cos^2\theta$$

式中 $\theta$ 为 $AM$ 与地平面的夹角。当 $\theta = 45°$时，$J_M^A = \frac{1}{2}J_0^A$，可见在此条件下，$M$ 点的电流密度仅为地表电流密度的二分之一。

对于两个点电流源，地表 $AB$ 中点 $O$ 处的电流密度

$$j_0^{AB} = j_0^A + j_0^B = 2j_0^A$$

在 $AB$ 的中垂线上深度为 $h$ 的 $M$ 点处，电流密度按矢量叠加可求得

$$j_M^{AB} = 2J_M^A\cos\theta = 2j_0^A\cos^3\theta = j_0^{AB}\cos^3\theta$$

当 $\theta = 45°$时，$J_M^{AB} \doteq \frac{1}{3}J_0^{AB}$。从中看出，两个点电流源较一个点电流源的电流密度随深度衰减快，这是因为两个点电流源情况下，$J_M^A$与 $J_M^B$的垂直分量互相抵消的缘故。

对于地电测量，只能在地面电流密度的背景上反映地下 $M$ 点处电流密度变化，因此，必须使 $j_M^{AB}$与 $j_0^{AB}$的比值达到一定大小，方有可能发现深度为 $h$ 的 $M$ 处电阻率异常。图 4-2 是按下式计算的 $j_M^{AB}/j_0^{AB}$随 $h/r$ 变化的图形。

$$\frac{j_M^{AB}}{j_0^{AB}} = \cos^3\theta = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2\right]^{3/2}} \tag{4.7}$$

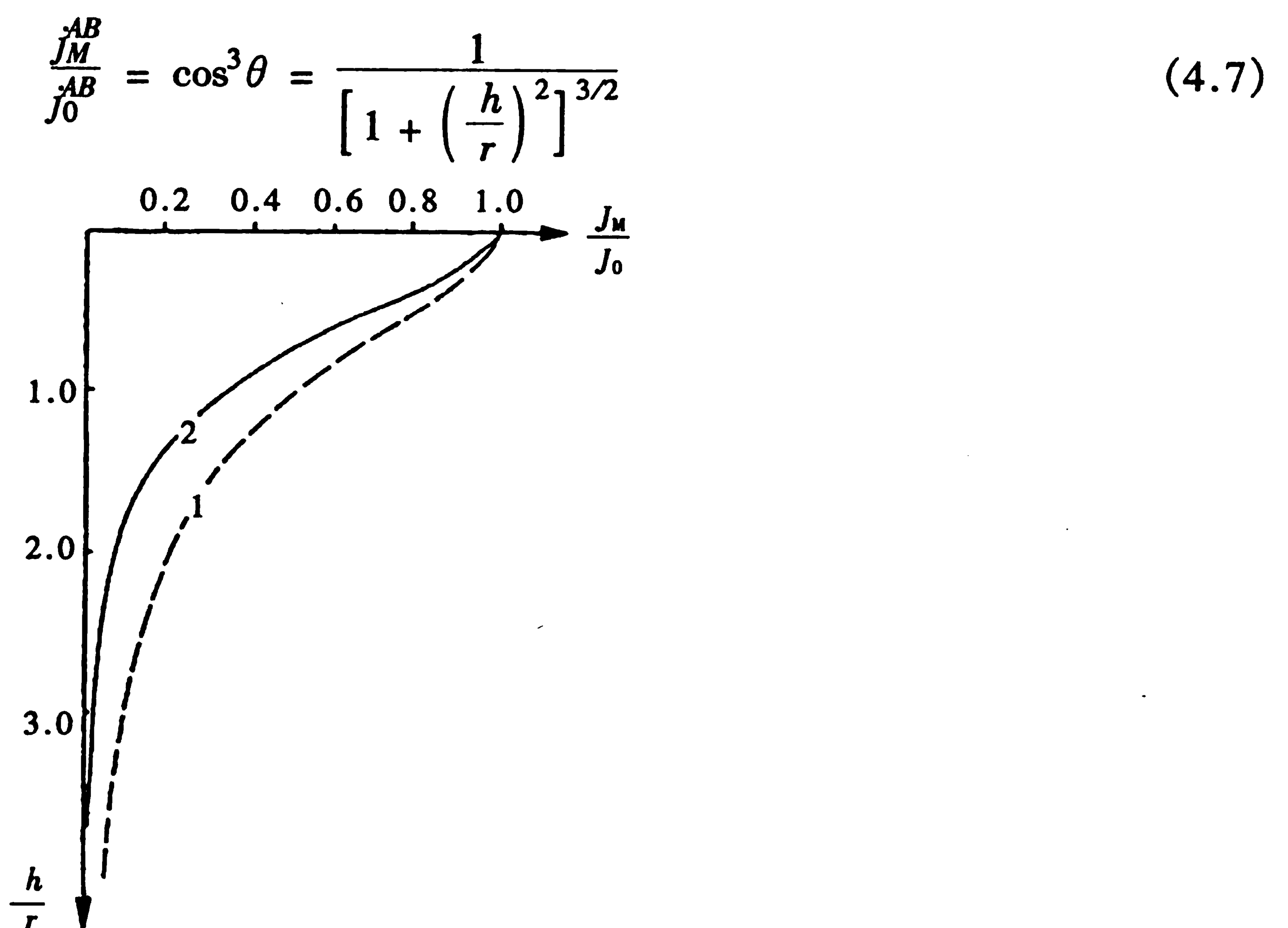



**图 4-2　电流密度随深度分布曲线**

1——一个点电源；2——两个点电源

可以看出，地表电流密度最大，随深度衰减很快。当 $h/r = 1$ 时，电流密度的比值约为 0.3，而当 $h/r = 2$ 时，电流密度的比值几乎达到 0.1 了，也就是说 $h = AB$ 处的电流密度仅为地表的十分之一。因此，位于 $h \geqslant \frac{AB}{2}$深处的地质体很难在地表产生可靠的电异常。这样，要想加大勘探深度，只有增加$\frac{AB}{2}$之间的距离，即 $AB$ 越大，勘探深度也越大。

## 二、天然电磁场

对地球磁场的长期观测表明，除稳定的基本磁场外，不仅有极其缓慢的长期变化，还有各种不同类型的变化磁场。变化磁场主要来源是地球的外部，它具有较宽的频谱，其周期大约由 $10^{-5}$s 到 $10^{7}$s，振幅却较基本磁场小得多，一般是基本磁场的百分之几到千分之几。

### （一）变化磁场的类型

第三章已经讲过，变化磁场分为具有一定周期性的平静变化和无周期性的干扰变化。其中平静变化是经常出现的，具有明显的周期性，其周期又和一些行星之间相对运行的周期有着对应关系，如有太阳日、月、年变化及周期为 11 年的变化。干扰变化的出现常有随机性，主要有地磁脉动、磁湾、磁暴等形式，它们都与太阳辐射密切相关。其中地磁脉动是指周期为几秒到几分钟的近正弦振动。较稳定的脉动常可延续 30 min 到数小时，强度在极区比中纬度地区略强，出现的时间多为白天。不稳定的脉动有多种，形式各异。磁湾是以波形像海湾而得名，常出现于地方时零点左右，每隔 3～4 d 出现一次，延续约 1～2 h，幅值可达几纳特。磁暴强度最大，每年约出现 10 次左右，其强度最大时可达 500 nT 以上，强度较小时也达 150～300 nT，可延续 2～3 d。磁暴期间的磁场常伴有频谱丰富、且强度大的扰动。此外，实际观测中还发现有与雷雨放电作用及各种工业用电有关的高频脉冲。

### （二）天然电磁场的特点及变化规律

地球变化电磁场的一个突出特点是具有随机性。也就是说在一个固定观测点上，电磁场的强度、频率和方向都随时间而变化。另一特点是某一瞬间在几百平方公里或更大的范围内，场的强度和频率均可互相对比，这说明在该范围内地球的变化电磁场具有同源性。此外，谐变性也可以认为是地球变化电磁场的又一特点，即场的大部分振动具有谐变特点，有时是以一种频率为主，大部分是许多谐波的叠加。

虽然天然电磁场具有随机性，但仍存在一定的规律性，首先是场的强度随频率的不同呈规律性变化，即以周期为 1 s 的场强为最小，周期大于 1 s 和小于 1 s 的，其强度有明显增加的趋势。此外，天然电磁场的强度随时间的变化也有一定的规律性，如夏季较冬季强（北半球）；白天比夜间强；而一天中又以地方时 12 点最强。

### （三）天然电磁场的成因

从天然电磁场的特点和变化规律看出，电磁场与日、地关系密切，与太阳活动有关。目前认为，主要是受太阳的粒子辐射和电磁辐射的影响。

太阳的粒子辐射是一系列高能带电体，它们以每秒 300～800 km 的速度射向地球，通常称之为太阳风。当太阳风靠近地球时，在地磁场作用下，不同电性的带电粒子向相反方向偏转，在 2～10 倍地球半径的高度上，围绕地球形成电流，这种电流产生的磁场将使地磁场磁感线在向太阳一面被压缩，而在背太阳一面则被拉长，同时该电流形成了地磁场边界，即所谓的磁层。由于粒子辐射的不稳定性，也就是太阳风的波动，使磁层有一定的涨落，再加上地球本身的自转，于是不仅形成了地球表面上所观测到的各种类型的变化电磁场，同时也显示出变化电磁场与地球自转、公转的时间关系。

太阳的电磁辐射也是产生地球电磁场的原因。太阳的电磁辐射包括可见光、紫外线、红外线等一系列电磁波。受太阳紫外线的电离作用，在地球外约 60～80 km 以上的高空形成电离层。电离层受太阳光的辐射加热作用和潮汐效应，引起导电电离层上下及左右的运动，使它在地磁场作用下形成了电离层中的电流体系，于是也就产生了地球电磁场。

除了上述原因外，来源于赤道附近的区域性大雷雨，也是地球电磁场的一个成因。目前认为 1 Hz以上的高频电磁场就是雷电引起的。雷电的电磁能量可以从数千里之外，经地面和电离层之间的多次反射而传播到地表观测点。在传播过程中，某些频率受到抑制，而另些频率则因谐振而保持较强的能量。如与赤道附近大雷雨有关的每秒 8 周的振动，就可以在地球上很广阔的地区内观测到。此外，频率在 15～35 kHz 的海军通讯电台的电磁场，以及大型工矿企业用电接地产生的 50 Hz 左右的电磁场都是地表观测到的电磁场的一部分。

**（四）天然电磁场在均匀介质中的传播**

根据天然电磁场的特点，目前认为在一般地质研究的观测范围内，天然电磁场可视为垂直入射于地表的平面、谐变电磁波。该平面波在均匀导电介质中，任一瞬间电场 $E$ 和磁场 $H$ 都平行于地面，且两者相互垂直，也就是波的前进方向与垂直于地面的 $z$ 轴一致，波面与 $x$、$y$ 轴所在的地平面平行，在该直角坐标系中，$E_z$ 和 $H_z$ 都等于零，若设 $E$ 与 $x$ 方向一致，则 $H$ 必与 $y$ 方向一致，那么描述电磁场变化的波动方程就不难得到其表达式，现以电场的解为例简要分析电磁场的传播规律，电场的解为

$$E_x = E_{x0}e^{-i\omega t}e^{-\alpha z}e^{i\beta z} \tag{4.8}$$

式中 $E_{x0}$为地表电场的初始振幅，$e^{i\omega t}$表示场是谐变的，其随时间的变化规律是以 $2\pi$ 为周期。$e^{-\alpha z}$表示场的振幅沿 $z$ 方向按指数规律衰减，当电磁场传播距离 $z=1/\alpha$ 时，其振幅值衰减为地表场值的 $1/e$。通常定义该传播深度为场的穿透深度（亦称趋肤深度），并以 $\delta$ 表示，即 $\delta=1/\alpha$。当 $z\to\infty$ 时，场的幅值将趋近于零，这是因为电磁场在导电介质中传播时，必然在其中产生感应电流，造成能量的热损耗，也可以认为这就是介质对电磁能量的吸收，因此又称 $\alpha$ 为吸收系数。在导电、无磁性介质中，穿透深度可具体表示为

$$\delta \approx 503\sqrt{\rho/f}(\mathrm{m}) \tag{4.9}$$

$\rho$ 以 $\Omega\cdot\mathrm{m}$ 为单位，$f$ 以 Hz 为单位。显然 $\delta$ 是随频率 $f$ 的减小和介质电阻率的增加而加大的，这一传播规律为利用天然电磁场研究不同深度的地电结构提供了依据。

此外，(4.8) 式中的 $e^{i\beta z}$项表示场的相位随深度 $z$ 的变化，当 $z=2\pi/\beta$ 时，电磁波的相位改变 $2\pi$，此距离即为波长 $\lambda$，并称 $\beta$ 为相位系数。在导电、无磁性介质中波长 $\lambda$ 的表达式为

$$\lambda = \sqrt{10\rho/f}(\mathrm{km}) \tag{4.10}$$

式中 $\rho$ 以 $\Omega\cdot\mathrm{m}$ 为单位，$f$ 以 Hz 为单位。

综上所述，电磁波在导电介质中传播时，其振幅是不断衰减的，当场的频率一定时，介质的电阻率越小，场的衰减越快，而当介质电阻率一定时，频率越低场衰减越慢。

## §4.3 利用人工直流电场的电阻率测深法

利用岩、矿石导电性差异，解决各类地质学问题的实践中，以人工直流场源的电阻率测深法（常称电测深法）应用最广而且效果较好。该测量方法是在一个观测点上，通过多次加大供电极距的方法，逐次观测相应供电极距时的电阻率值。由于供电极距的加大，增加了供电电流在地下的分布深度，也可以说加大了勘探深度。因此，所测得的是一个测点上，自地表向下垂直方向电阻率的变化。

从理论上说，电测深法适用于划分水平的、或倾角不大于 20°的电阻率分界面问题，而且在

电性层不多的情况下，可以作定量解释，求出各层的厚度、埋深等。实践证明，这种电测方法已超出了上述应用条件，有效地用于区域地质填图，石油和煤田地质构造普查，探测与地质构造相关的矿产分布，水文及工程地质调查，山区或平原地下水资源勘测以及城市工程建设的基底探测等方面。

## 一、电阻率的测定和视电阻率

在利用人工地下稳定电流场研究大地电性分布的实践中，并不是直接利用人工场的电位或电场强度，而是用电阻率的变化和分布来表示地下电场变化特点。

### （一）均匀大地的电阻率

当地表水平、地下半空间为均匀介质时，在地表任意两点 $A$ 和 $B$，将直流电通入地下，形成前面所说的两个异性点电流源的电场。在测定供电电流 $I$ 的同时，测定 $I$ 在地表另两个点 $M$ 和 $N$ 之间产生的电位差 $\Delta U_{MN}$，于是根据（4.4）式，可知

$$\Delta U_{MN} = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}\right)$$

不难得到均匀大地电阻率 $\rho$ 的表达式

$$\rho = \frac{2\pi}{\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I}$$

令

$$K = \frac{2\pi}{\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}}$$

电阻率公式简写为

$$\rho = K\frac{\Delta U}{I} \tag{4.11}$$

式中 $K$ 是一个仅与 $A$、$B$、$M$、$N$ 四个电极之间的距离有关的系数，常称为电极排列系数或装置系数。

### （二）视电阻率

实际上，地下地质情况是复杂的，电阻率的分布是不均匀的，即地电测量所研究的都是非均匀的地电断面。按上述方式测量和按（4.11）式计算的电阻率值，就不可能是某一地层或某种岩、矿体的真实电阻率，而是该电场作用范围内各种岩、矿石电阻率的综合反映。为此，实践中人们引入视电阻率的概念，仍采用上述测量方式和计算公式，结果记为视电阻率 $\rho_s$，表示为

$$\rho_s = K\frac{\Delta U}{I} \tag{4.12}$$

影响视电阻率的因素有两个方面，其一是电场作用范围内地电断面本身的电阻率分布，如断面中各地层或地质体的电阻率，它们的形状、规模、厚度、埋深等；其二是电极的排列形式、电极距的大小、测点位置或电极排列与地质体之间的相对位置等。

虽然影响视电阻率的因素较多，但对于所欲测的地电断面而言，其电阻率分布或岩、矿体产状等是不变的因素。若在一个测点上，逐次加大供电极距，所测视电阻率将反映该点视电阻率随深度的变化。而保持供电极距不变，在不同测点上所测的视电阻率，所反映的是沿测线同一深度视电阻率变化。前者就是电阻率测深法。后者即为后面所要介绍的电阻率剖面法。

为了便于讨论和定性分析实测曲线，常将（4.12）式转换为视电阻率与电流密度间的关系

式，其具体形式是

$$\rho_s = \frac{j_{MN}}{j_0}\rho_{MN} \tag{4.13}$$

式中 $j_0$是介质均匀时 $MN$ 间的电流密度，它只决定于电极排列和极距的大小，对于一定的电极排列，可以认为它是定值。(4.13) 式表明视电阻率 $\rho_s$ 与测量电极 $MN$ 之间的电流密度成正比，也与 $MN$ 间电阻率成正比。在地表介质均匀时，$\rho_s$ 只正比于 $j_{MN}$。该式对非均匀断面视电阻率异常性质的分析是很重要的，因此视电阻率的异常可以归结为 $j_{MN}$的异常，而根据 $j_{MN}$异常的状况，就不难判断非均匀地质体的性质。

（三）电测深仪器

电测深法中视电阻率的测定是通过观测供电电流 $I$ 及其产生的电位差 $\Delta U_{MN}$，再经过 (4.12) 式计算而得。可见，电测深仪器的主要任务就是测量电位差和电流，但并非普通的电位差计都可应用。按野外工作条件，要求仪器有较高的灵敏度和稳定性；要有较强的压制干扰的能力；要有较高的输入阻抗和较大的量度范围；要绝缘性能好、体积小而轻便耐用。目前我国采用的是国产的各种电子自动补偿式电测仪器。

（四）电测深法的野外工作布置

电测深法在野外是在同一测点上以改变电极距的方式观测若干次，由于电极距的改变，因此装置系数 $K$ 也就逐次不同。通常采用模数为 6.25 cm 的双对数坐标纸，并以$\frac{AB}{2}$为横坐标，$\rho_s$ 为纵坐标，将同一测深点上所观测的全部视电阻率值，绘成一条电测深 $\rho_s$ 曲线。

实际工作中，常根据地质任务及测区的地质资料，选择一个电性标准层，这个层应该是在测区内普遍存在、厚度比较大、电阻率稳定且与上覆岩层有较明显的电阻率差别。满足于这样条件的电性标准层在各测深点的曲线上将有明显反映，可以把它作为电性层对比的标准。实践中，常以符合上述条件的某些变质岩、火成岩或石灰岩作为高阻标准层。此外在沉积区探测含水层分布时，常把符合条件而又与含水层密切相关的黏土隔水层作为低阻标准层。

1. 供电电极距的选择

原则上是最小 $AB$ 距离应能使电测深曲线的首部为近似于水平的线段，以便由它的渐近线直接求出第一电性层的电阻率 $\rho_1$；最大 $AB$ 距离应能满足勘探深度的要求，并保证测深曲线尾部完整，可以解释出最后一个电性层；在 $AB$ 极距由小到大逐次增加的过程中，其增加的最大间距，应使有意义的最薄电性层所引起的 $\rho_s$ 变化在测深曲线上也能反映出来。

2. 测量电极距的选择

实际工作中，由于 $AB$ 极距的不断加大，若 $MN$ 距离始终保持不变，那么，当 $AB$ 极距很大时，$MN$ 之间的电位差将会太小，以至于无法观测。因此随着 $AB$ 极距地加大，往往也需要适当地加大 $MN$ 的距离，通常要求 $MN$ 满足于下述条件：

$$\frac{1}{3}AB \geqslant MN > \frac{1}{30}AB \tag{4.14}$$

## 二、电测深曲线类型及特点

（一）曲线类型

电测深曲线类型随地电断面中不同电性层的数目及其分布情况而异。这里仅就水平电性层组成的地电断面上电测深曲线类型加以描述。

1．均匀情况

当地层电阻率均匀不变，厚度大而分布广时，随 $AB$ 加大而测得的视电阻率不发生变化，测深曲线是一条与横轴平行的直线。说明探测范围内，岩石电阻率是均匀的。这种情况在测定岩石露头电阻率时会遇到，这时所用供电极距要比露头岩石分布范围小得多，相对于供电极距而言，岩石露头可视为均匀介质，而测得的电阻率即为其真电阻率。

2．水平二层情况

当地层按电阻率大小可分为 $\rho_1$ 和 $\rho_2$ 两层时，若第二层厚度远远大于第一层厚度 $h_1$ 时，可以认为是水平二层断面。相应的测深曲线分为两种类型，一是 $\rho_2 > \rho_1$ 的 G 型；另一种是 $\rho_2 < \rho_1$ 的 D 型，见图 4-3。

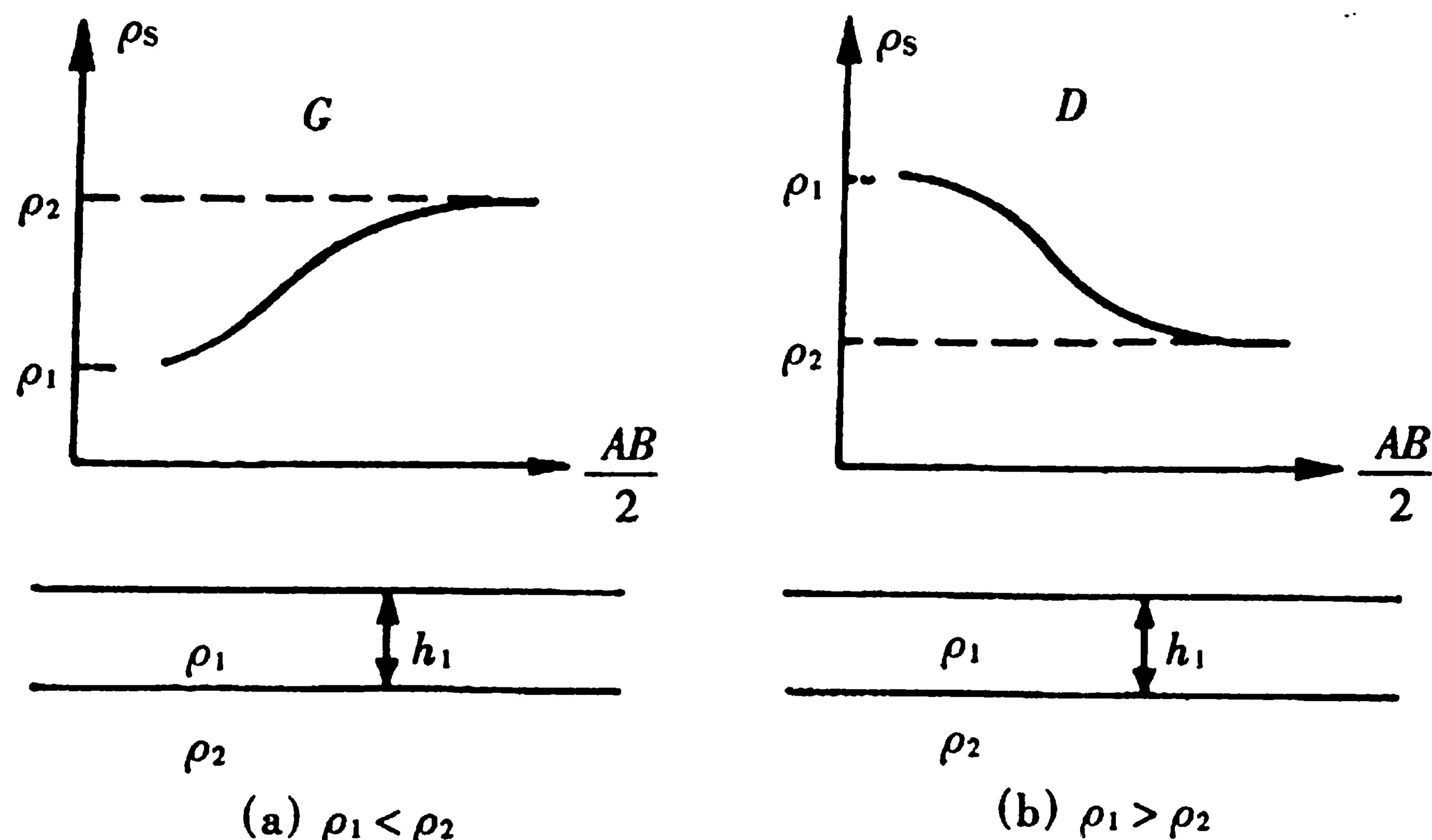



图 4-3　水平二层电测深曲线

3．水平三层情况

当地电断面自上而下划分为 $\rho_1$、$\rho_2$、$\rho_3$ 三个水平的电性层时，按三者的大小关系有四种不同类型的电测深曲线，其中 $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$ 的命名为 H 型；$\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$ 的为 A 型；$\rho_1 < \rho_2 > \rho_3$ 的为 K 型；$\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$ 的为 Q 型，见图 4-4。

4．水平四层及多层情况

实际工作中，常遇到四层或更多层的断面，由于电阻率参数多了，曲线类型也就多了，对于水平层状断面，按 $\rho_1$、$\rho_2$、$\rho_3$、$\rho_4$ 的关系，可构成八种不同的类型，每一种类型用两个英文字母表示，前一个字母表示前三个电性层 $\rho_1$、$\rho_2$、$\rho_3$ 之间的关系，与三层曲线类型的命名法相同，后一个字母表示除第一层外，$\rho_2$、$\rho_3$ 和 $\rho_4$ 三个电性层的关系，命名法仍不变，因此共有 HA 型、HK 型、KH 型、KQ 型、AA 型、AK 型、QH 型、QQ 型等八种曲线类型，见图 4-5。

多层曲线命名方法亦按上述原则，例如有 $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3 < \rho_4 < \rho_5$ 的水平五层断面，其曲线类型应为 KHA 型。

（二）电测深曲线的特点

从上述曲线类型看出，它们是按电性层中电阻率大小的相互关系而划分的，电性层越多，曲线类型也随之多起来，分析各不同类型曲线发现，众多曲线中存在一些共同的特点。

1．首枝渐近线

电测深曲线的首枝（或称前枝）都有 $\rho_1$ 的渐近线，那么因为在 $AB/2$ 较小的情况下，即当 $AB/2 \leqslant h_1$ 时，由 $AB$ 所形成电场的有效作用范围只在均匀的 $\rho_1$ 中，利用（4.13）式不难看出，此时式中 $\rho_{MN} = \rho_1$，$j_{MN} = j_0$，于是有 $\rho_s = \rho_1$，由此可见，不论测深曲线的类型如何，曲线的首枝都会出现数值为 $\rho_1$ 的渐近线。

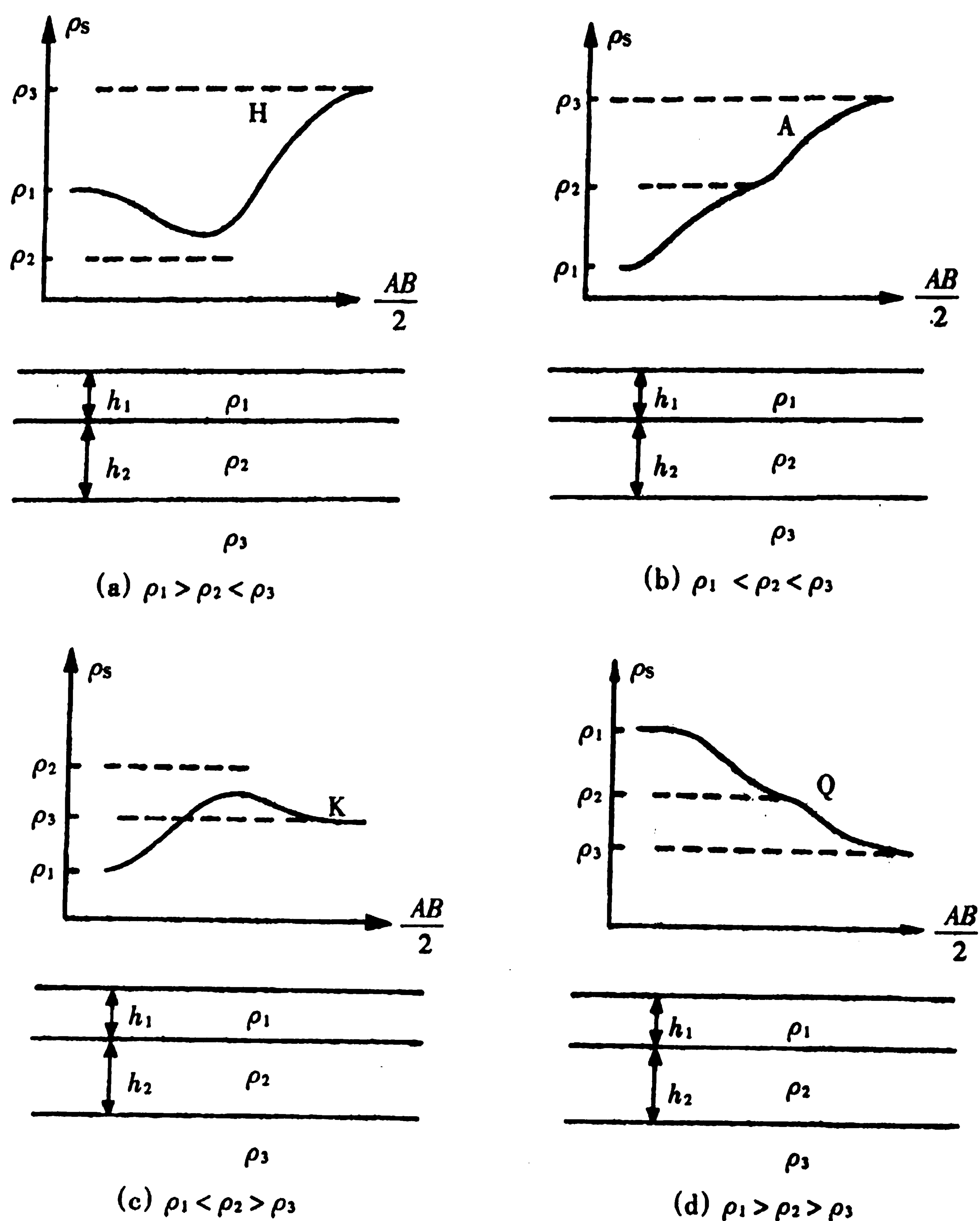



**图 4-4　水平三层电测深曲线**

2.*A* 尾枝渐近线

电测深曲线尾部，按最下一层电阻率 $\rho_n$ 的具体情况，可有两种不同形式的渐近线。

一种是 $\rho_n$ 值有限与其上部电性层电阻率相差不很大的情况。在 $\frac{AB}{2} \geqslant \sum_{i=1}^{n-1} h_i$ 的条件下，曲线的尾部出现 $\rho_s = \rho_n$ 的渐近线。如一水平二层断面，其上任一测深点的视电阻率曲线，将是首部趋近于 $\rho_1$，中间逐渐过渡到尾部 $\rho_s$ 趋近于 $\rho_2$ 的形式。

另一种是 $\rho_n$ 值较其上覆电性层的电阻率 $\rho_{n-1}$ 值大得多，可视为 $\rho_n \to \infty$ 的情况。此时电测深曲线尾部在双对数坐标中，呈一与横轴夹角为 45°的渐近线。也就是当 $\frac{AB}{2} \geqslant \sum_{i=1}^{n-1} h_i$ 时，曲线尾部呈 45°上升。这里仍以二层断面为例加以证明。

二层水平断面中，若 $\rho_2 \geqslant \rho_1$，可以近似地认为 $\rho_2 \to \infty$，当 $\frac{AB}{2} \geqslant h_1$ 时，由于 $\rho_2$ 对电流的屏蔽作用，电流线全部平行层面而流过 $\rho_1$ 介质，如图 4-6 所示。此时流过 $\rho_1$ 层中的电流 $I_1$ 为

$$I_1 = j_1 2\pi \overline{AO} h_1$$

式中 $h_1$ 为电流 $I_1$ 所通过的圆柱面的高度，$AO$ 为该柱面周界的半径。利用欧姆定律将上式化为

$$I_1 = 2\pi \frac{E_1}{\rho_1} h_1 \overline{AO}$$

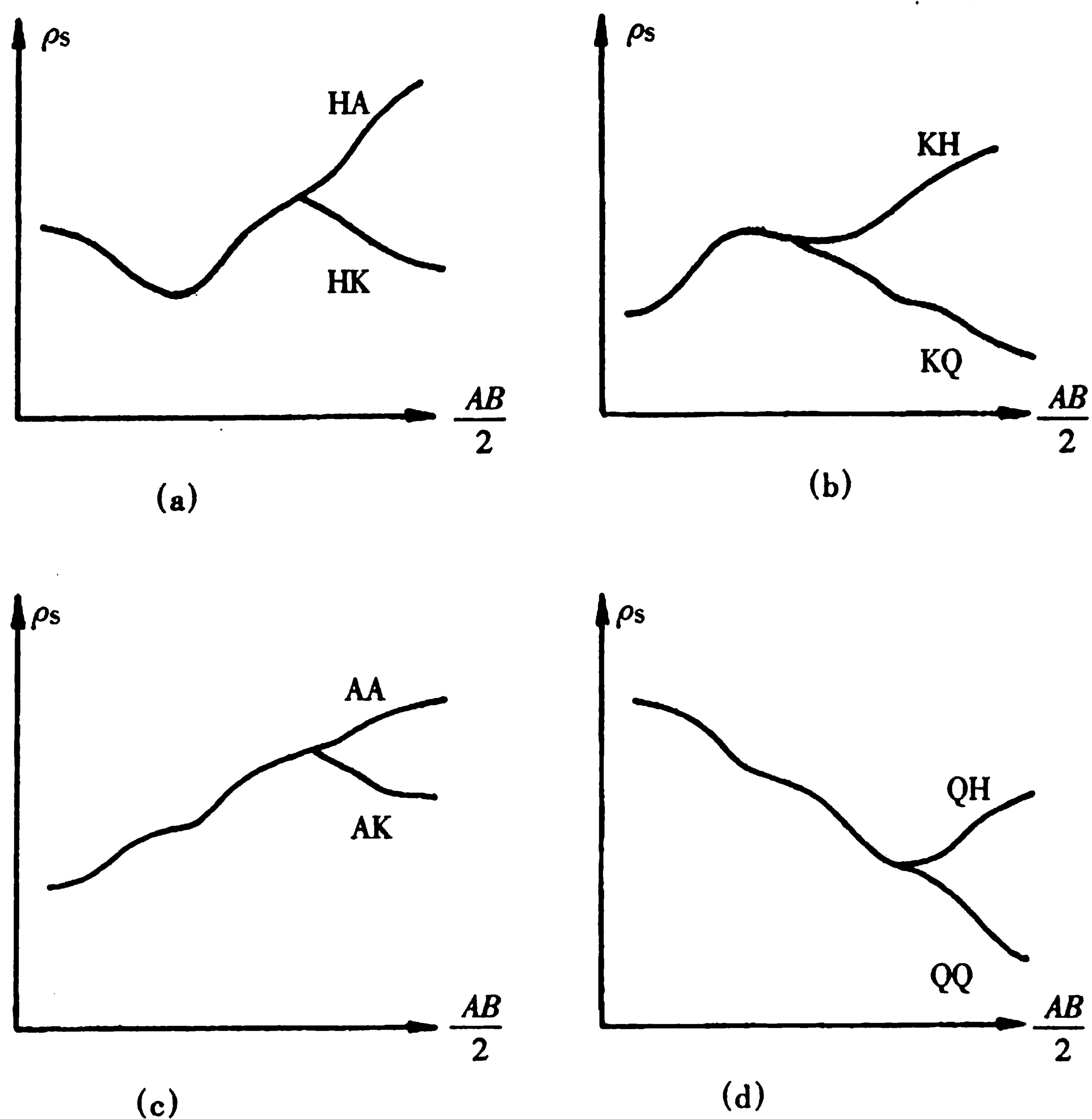



**图 4-5　水平四层电测深曲线**

其中$\frac{h_1}{\rho_1}$以 $S_1$ 表示，称为纵向（即水平方向）电导，它表示电流平行于层面流过时，上覆层对电流的传导能力。于是

$$I_1 = 2\pi E_1 S_1 \overline{AO}$$

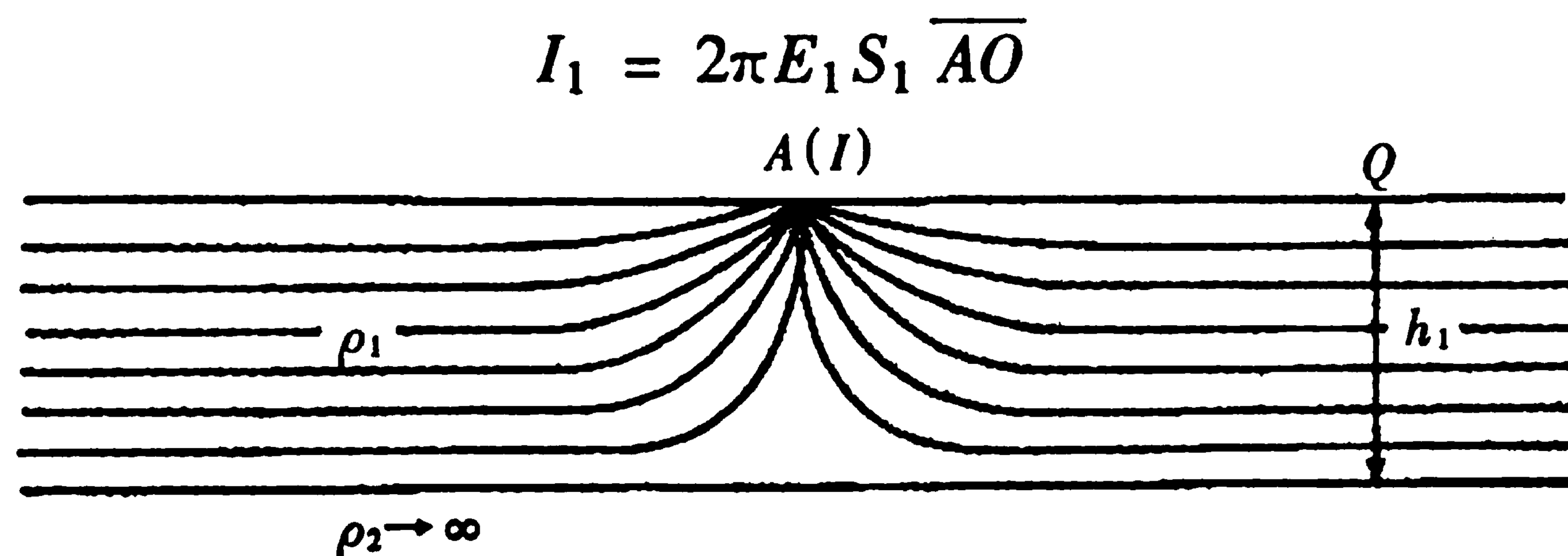



**图 4-6　$\rho_2 \gg \rho_1, \frac{AB}{2} \gg h_1$ 时电流线的分布示意图**

将这个关系代入 $MN \to 0$ 时的三极排列视电阻率公式：

$$\rho_s = 2\pi \overline{AO}^2 \frac{E}{I}$$

得到

$$\rho_s = \frac{\overline{AO}}{S}$$

在双对数坐标中

$$\lg\rho_s = \lg \overline{AO} - \lg S \qquad (4.15)$$

显然，由于 $S$ 为固定值，$\lg S$ 为常数，所以上式是一条斜率为 1 的直线方程，即一条与横轴夹角为 45°的 $\rho_s$ 渐近线。

（三）纵向电导与横向电阻

上面提出了纵向电导这一名称及其定义。实质上，纵向电导所表示的是，当电流水平地通过

顶面为 1 m$^2$，高度为 $h$ (m)、电阻率为 $\rho$ 的方柱体侧面时，该柱体的电导。因为，令该柱体侧面之间的电阻为 $R$，则由（4.1）式求出

$$R = \rho \frac{L}{A} = \rho \frac{1}{h \times 1} = \frac{\rho}{h}$$

故纵向电导为

$$S = \frac{1}{R} = \frac{h}{\rho}$$

由此可见，上覆各层的纵向电导分别为

$$S_1 = \frac{h_1}{\rho_1},\ S_2 = \frac{h_2}{\rho_2}, \cdots,\ S_{n-1} = \frac{h_{n-1}}{\rho_{n-1}},$$

其总纵向电导则为

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \cdots + S_{n-1} = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{h_i}{\rho_i} \tag{4.16}$$

在符合上述条件的几个水平层的情况下，可令

$$S = \frac{H}{\rho_t} \tag{4.17}$$

式中 $H = h_1 + h_2 + \cdots + h_{n-1}$，$\rho_t$称为上覆（$n-1$）个岩层的平均纵向电阻率。若工作地区有钻井资料，$\rho_t$可由下式确定：

$$\rho_t = \frac{H}{S} = \frac{h_1 + h_2 + \cdots + h_{n-1}}{S_1 + S_2 + S_3 + \cdots + S_{n-1}}$$

显然，按照（4.16）式，只要工区内的 $\rho_t$值基本上是稳定的，就能利用 $S$ 的大小表示底层顶面的深浅。

另一方面，用 $T$ 表示电流垂直通过顶面为 $1 \times 1$ m，高度为 $h$ m、电阻率为 $\rho$ 的方柱体介质时的电阻，称为横向（即垂直）电阻。即

$$T = \rho \frac{L}{A} = \frac{\rho h}{1 \times 1} = h\rho$$

于是，在底层非常厚但电阻率 $\rho_n$很小的条件下，令上覆各层的厚度分别为 $h_1$，$h_2$，…，$h_{n-1}$，电阻率分别为 $\rho_1$，$\rho_2$，…，$\rho_{n-1}$，这时上覆各层对电流的阻挡能力强，而底层对电流的吸引作用强，故电流将垂直地通过各层并沿 $\rho_n$层中流过，如图 4-7 所示。因此各层的横向电阻分别为

$$T_1 = h_1\rho_1, T_2 = h_2\rho_2, \cdots, T_{n-1} = h_{n-1}\rho_{n-1}$$

上覆层的总横向电阻为

$$T = T_1 + T_2 + \cdots + T_{n-1} = \sum_{i=1}^{n-1} h_i\rho_i \tag{4.18}$$

（四）电测深曲线的等值性

电测深曲线的等值性是指中间层较薄的水平三层断面所对应的曲线所具有的一种特殊现象。它是指 $h_2/h_1$ 较小的三层断面中，若 $\rho_1$、$h_1$ 和 $\rho_2$ 一定，在保持 $S_2$ 或 $T_2$ 不变的条件下，同时改变 $\rho_2$ 和 $h_2$，而测深曲线形状基本不变的现象。在上述条件下，同一条三层电测深曲线可以与几个或多个 $\rho_2$ 和 $h_2$ 不同的三层断面相对应。这种现象称为等价现象或等值原理。造成等值性的物理原因并不难理解，如 H 或 A 型曲线对应的断面中，$\rho_2$ 与 $\rho_3$ 相比属于低阻层，它在电场中成了电流的良好通道，只要该层的电导 $S_2$ 不变，$\rho_2$ 和 $h_2$ 同时少许变化，断面中的电流分布将不会发生变化；因此也就形成了曲线形状基本不变的现象。同样，对于 Q 或 K 型曲线所对应的断面，

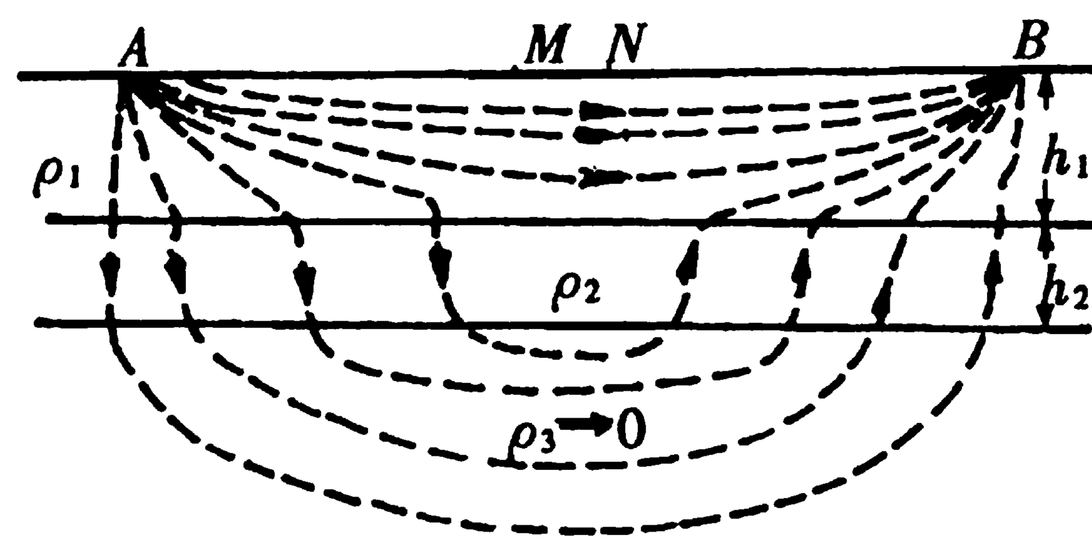



图 4-7 底层电阻率 $\rho_n \to 0$ 时的电流线分布示意图

其高阻薄层 $\rho_2$ 在电场中对电流起阻挡作用，若横向电阻 $T_2$ 不变，同时改变 $\rho_2$ 和 $h_2$，电流分布也将不变，自然也就出现等值的曲线。值得指出的是，上述等值现象，在中间层厚度较大时就不存在了。

## 三、电测深曲线的解释

测深曲线解释的目的首先是确定测区内各电性层的分布、厚度及埋深，进一步把电性层结构特点与测区内地层分布、地质构造形态等进行对比，最后提出地质解释，把地电断面尽可能转化为地质断面。为达到解释的目的，通常把解释工作分为定性解释和定量解释。

### （一）定性解释

定性解释主要是通过绘制各种定性图件来实现，如电测深曲线类型图，纵向电导 $S$ 的剖面或平面图、视电阻率 $\rho_s$断面图和等 $AB/2$ 的视电阻率平面等值线图等等。但解释中并非每个测区都要完成上述图件的绘制，而是选择最能表达出所研究地区的地质构造特点的图件进行编制，通常视电阻率断面图是必不可少的。

#### 1. 电测深曲线类型图

电测深曲线的类型取决于地电断面的性质，因此根据曲线类型图的特征可以判断工区内地质断面的变化。这类图形的作法是：按相应的工作比例尺在图纸上标明各测点的位置，绘出该点经过缩小的电测深曲线，并在曲线首部注明起始点的视电阻率值。最好能根据测区岩石电阻率资料绘制出不同曲线类型与相应地质断面的对比图件，用以说明曲线类型变化的地质原因。也可采用简单作法，即在测点位置上直接用文字注明相应点的曲线类型。

#### 2. 视电阻率断面图

这类图件的作法是以测点为横坐标。以$\frac{AB}{2}$为纵坐标，用各测点诸$\frac{AB}{2}$所对应的 $\rho_s$值绘制 $\rho_s$等值线。该图反映沿测线垂直断面上的视电阻率变化，从图中可看出基岩起伏、构造变化、电性层沿测线方向的分布等。图 4-8 是通过嘉峪关大断层 18 线的视电阻率断面图，该区基底是砂质泥岩、电阻率较低，上覆岩层是高阻的砂砾石层，断面图中反映出高、低阻等值线明显分异的现象，等值线密集而陡立，可以认为是构造断层的反映。

#### 3. 等$\frac{AB}{2}$的视电阻率平面等值线图

这种图件主要反映测区内某同一深度处岩石电阻率的变化。该深度是按地质解释的需要，通过选择$\frac{AB}{2}$距离的大小而定，也可同时绘制几张不同$\frac{AB}{2}$的 $\rho_s$平面等值线图，反映几个不同深度的情况。图 4-9 是吉林某地进行基底构造测深时所绘制的$\frac{AB}{2}=1\ 000$ m 的 $\rho_s$平面等值线图。图中等值线呈近东西方向条带状分布，南北两侧形成梯度较大的密集的高阻等值线束。从地质上看，测区南北有海西期花岗岩出露，在南部还有前震旦纪变质岩，中部则为第四纪沉积所覆盖，仅在少

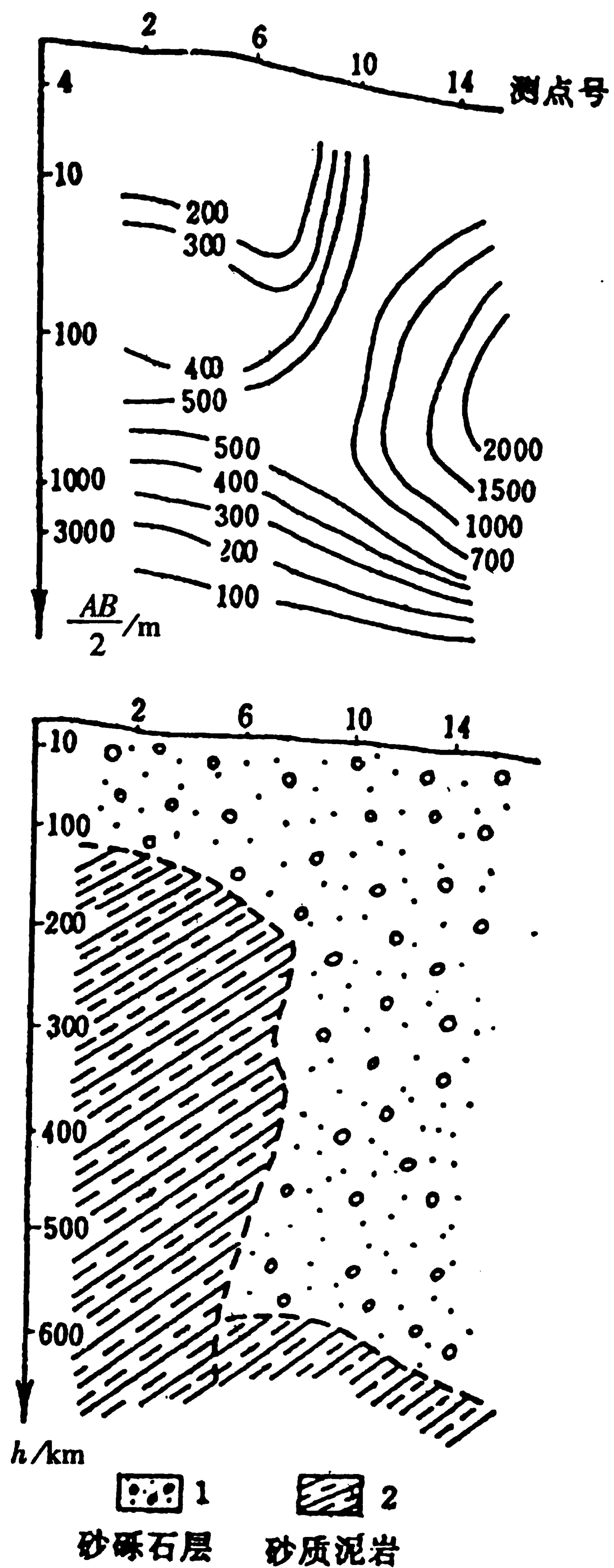



图 4-8　嘉峪关大断层 18 线 $\rho_s$ 断面图

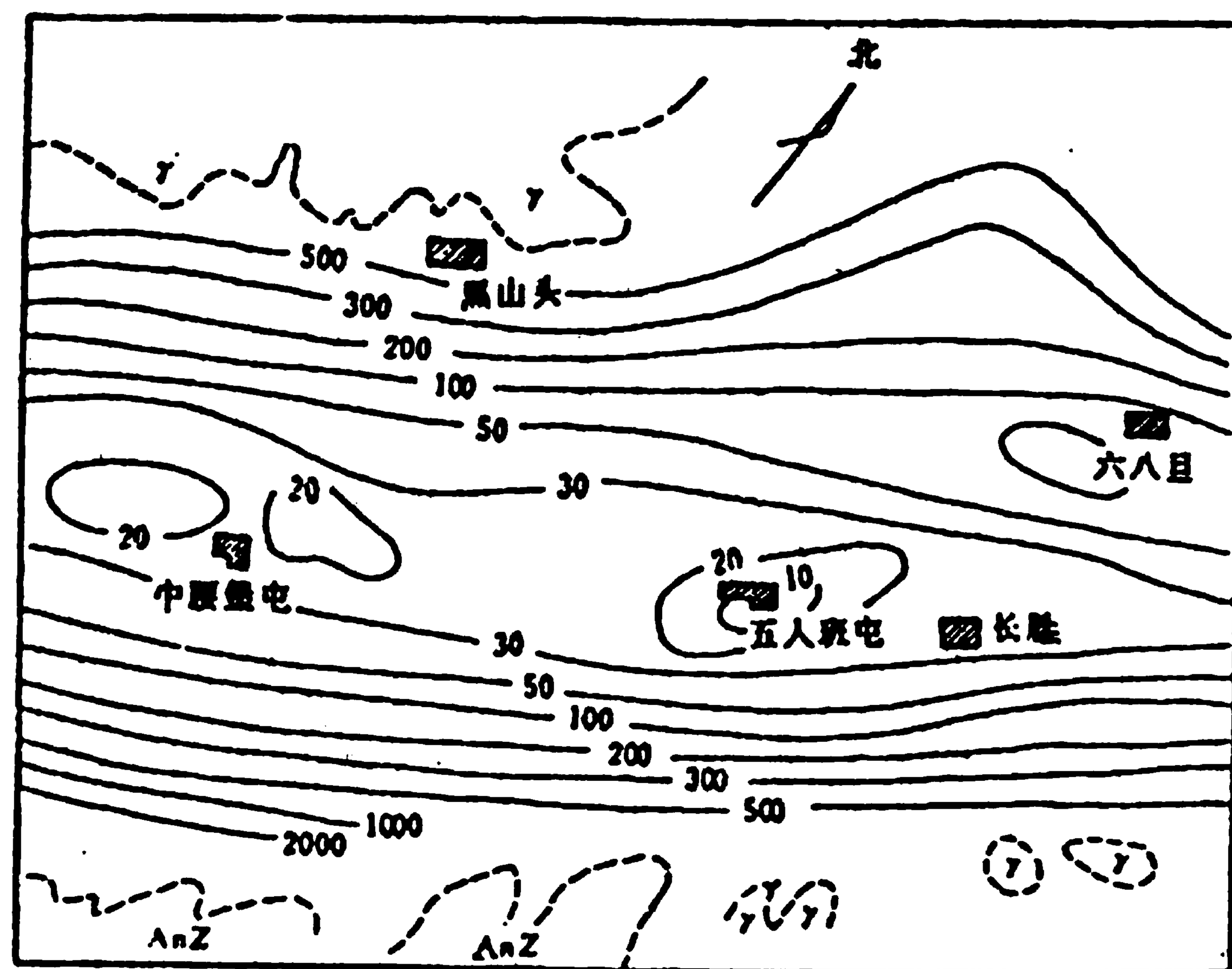



图 4-9　吉林某地 $\rho_s$ 平面等值线图

AH——前震旦纪变质岩；γ——海西期花岗岩

数点上有第三纪煤系地层和白垩纪地层露头。由于所选$\frac{AB}{2}$已处于测深曲线尾部渐近线部位，反

映的深度较大，从异常特点看，梯度大而密集的等值线束，反映同一深度地层电阻率在较小的范围内发生了急剧变化，推测工区南、北两侧均有大断层，亦可称为地堑，而中部低阻等值线异常则反映地堑中有小盆地存在。

4. 纵向电导 $S$ 的剖面及平面图

当工区内具有电阻率较高的基底时，利用测深曲线尾部有45°渐近线的特点而编制的纵向电导 $S$ 的图件，用以反映高阻基岩顶面的起伏和构造形态。对于水平 $n$ 层断面，总纵向电导 $S$ 正比于基底顶面的埋深，其关系是 $S=\dfrac{H}{\rho_t}$，$\rho_t$是基岩之上 $n-1$ 层的平均电阻率。当岩层沉积环境基本稳定时，$S$ 的变化将反映基底的起伏。图 4-10 是开鲁一号测线电测深曲线的综合剖面图。可以看出 $S$ 剖面图与 $\rho_s$断面图对应较好，均匀反映高阻基岩的形态。图中 2－4 号点间是凹陷范围，其中心在 3－3′点中间。

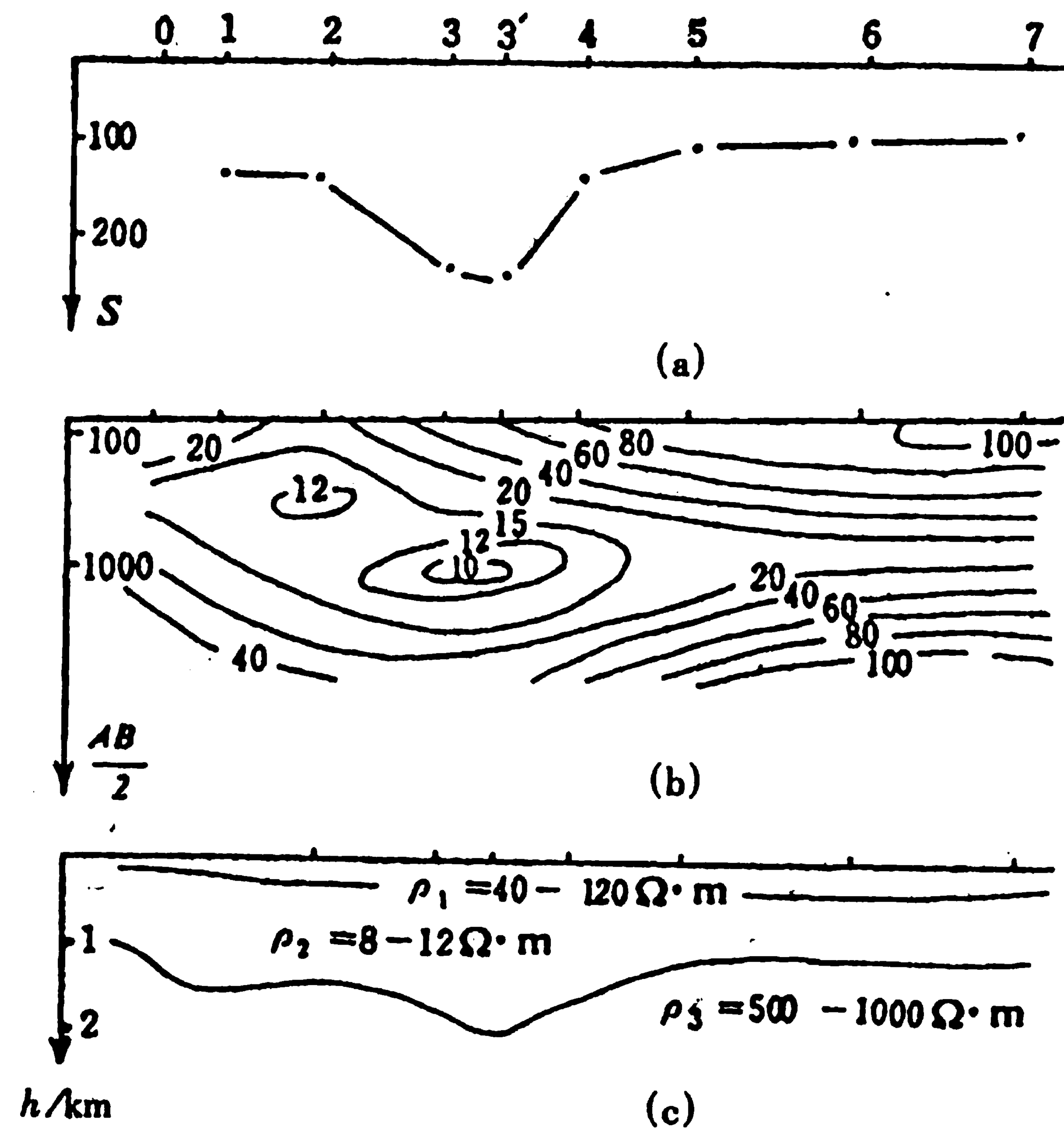



**图 4-10　电测深曲线综合剖面图**

(a) $S$ 剖面图；(b) $\rho_s$ 断面图；(c) 地电断面图

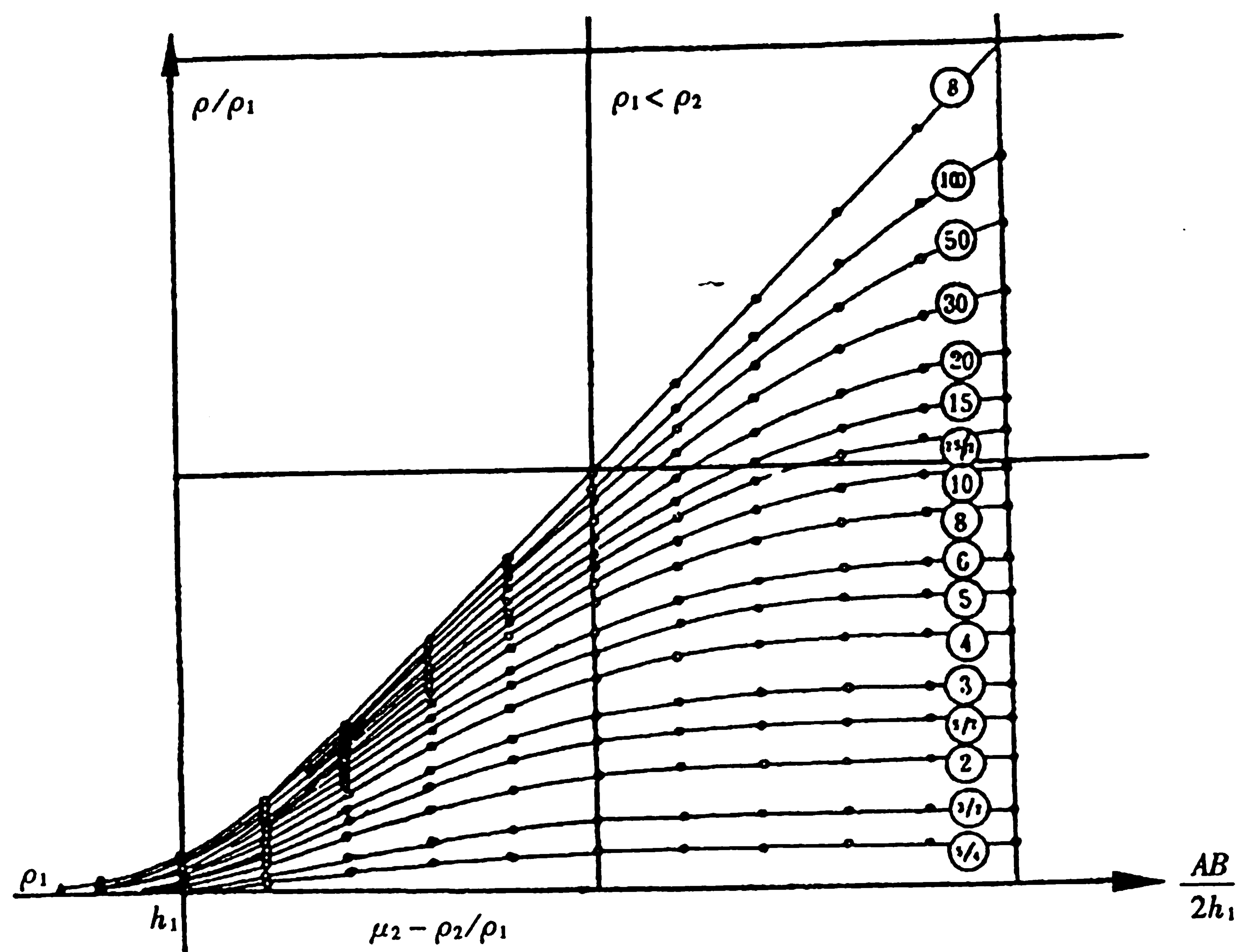
（二）定量解释

电测深曲线定量解释的目的是确定每个测点所对应的各电性层的厚度、埋深和电阻率值，通常分清了曲线类型和取得中间层电阻率之后，在对曲线分析对比或定性解释的基础上，逐条地对电测深曲线进行定量解释。一般是从已知到未知，从易到难，从曲线层次少而且分层清楚的曲线先开始。解释方法可分为量板法和计算机数值解释法。

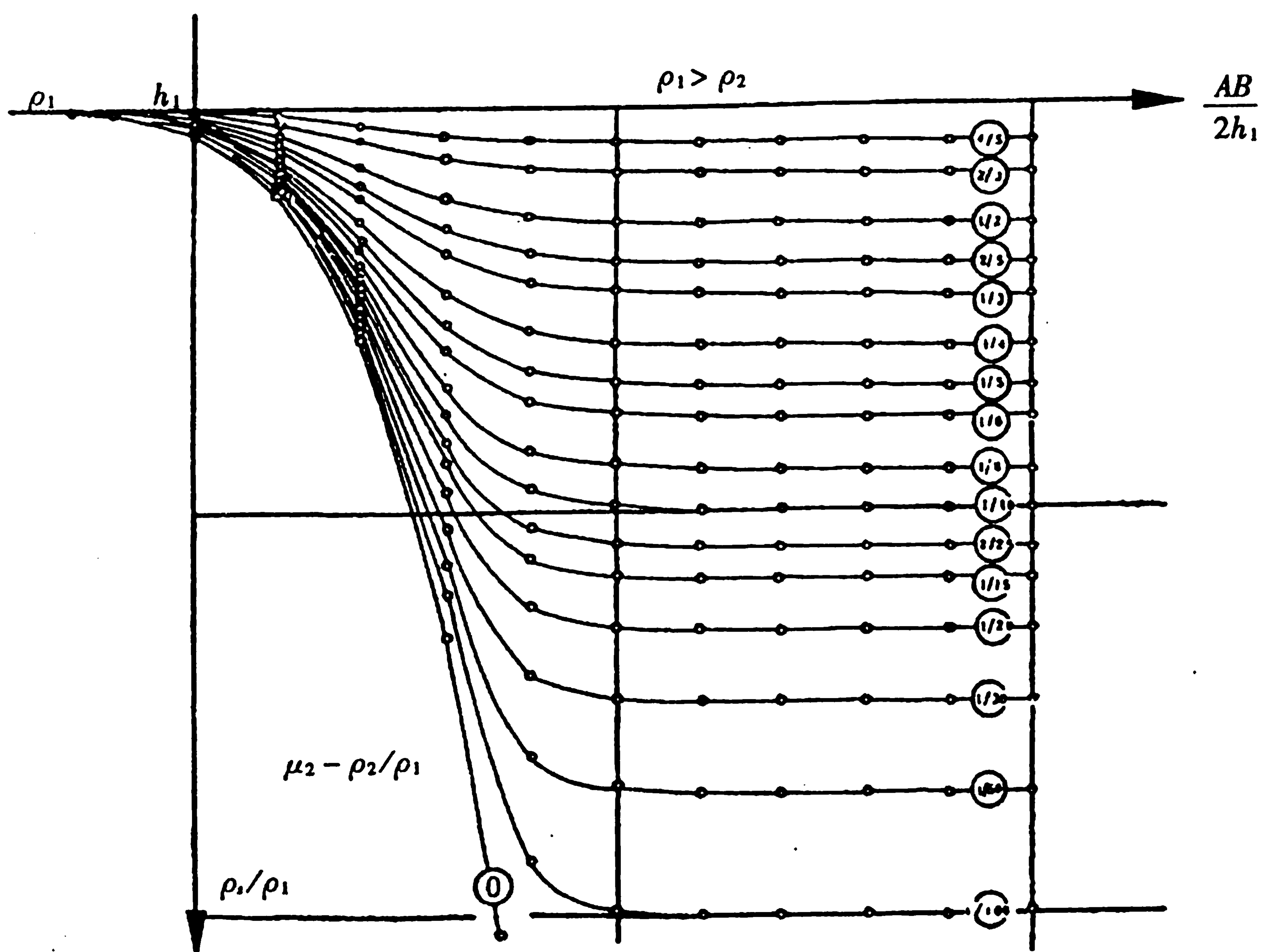
1. 量板法解释电测深曲线

由给定层参数（各层电阻率及厚度）计算的理论曲线册（简称量板），为减少理论曲线的数目又便于对比解释，曲线的纵、横坐标分别为 $\rho_s/\rho_1$ 和 $AB/2h_1$，并绘于双对数坐标中，图 4-11 为二层量板。

解释时首先按曲线类型选择量板。以二层曲线为例，若实测曲线尾部抬高，就选用 G 型量板，尾部降低则选用 D 型量板。把绘于透明双对数坐标纸上的实测曲线置于选好的量板上，保持两者坐标轴相互平行，移动实测曲线，使它与量板中某条曲线重合，记下所重合曲线的 $\mu_2$



(a) G 型



(b) D 型

**图 4-11　水平二层电测深量板**

（$\mu_2=\rho_2/\rho_1$）值，并描下量板的坐标原点，该点在实测曲线坐标系中的位置即为（$h_1$，$\rho_1$），$\rho_2$ 可按 $\rho_2=\mu_2\rho_1$ 求得。

2. 电测深曲线的计算机解释

计算机的普遍应用，使测深曲线定量解释自动化得以实现。其基本思路是：首先根据工区测定的（或给定的）电参数初步确定初始层参数，并用该参数计算不同极距的 $\rho_s$ 值，然后将其与

各对应极距的实测 $\rho_s$值相比较，通过不断修改层参数，直到两者差异较小满足要求为止，取此时层参数为实测曲线的解释结果。

值得指出的是，由于电测深曲线等值性的存在，解释时若事先能掌握中间层电阻率的真值，那将会减小等值影响，取得较可靠结果。此外，量板法仅适用于水平层状断面电测深曲线解释。而利用计算机还可以进行二维或三维断面电测深曲线解释。定量解释的结果可绘制地电断面图，如图 4-10（c）。

**电阻率剖面法**

电阻率剖面法与电阻率测深法为电阻率法中的二个基本方法，它又称为电剖面法。该方法在工作中是采用不变的电极距，并使整个装置沿着观测剖面移动，逐点观测视电阻率 $\rho_s$的变化。由于电极距固定不变，勘探深度就保持在同一个范围内，因而 $\rho_s$值沿剖面的变化可以把地下某一深度以上具有不同电阻率的地质体沿剖面方向的分布情况反映出来。

根据电极排列方式的不同，电剖面法又有许多变种。目前常用的有联合剖面法、对称剖面法以及中间梯度法，还有我国目前不常用的偶极剖面法等。图 4-12 所示是它们的电极排列方式。

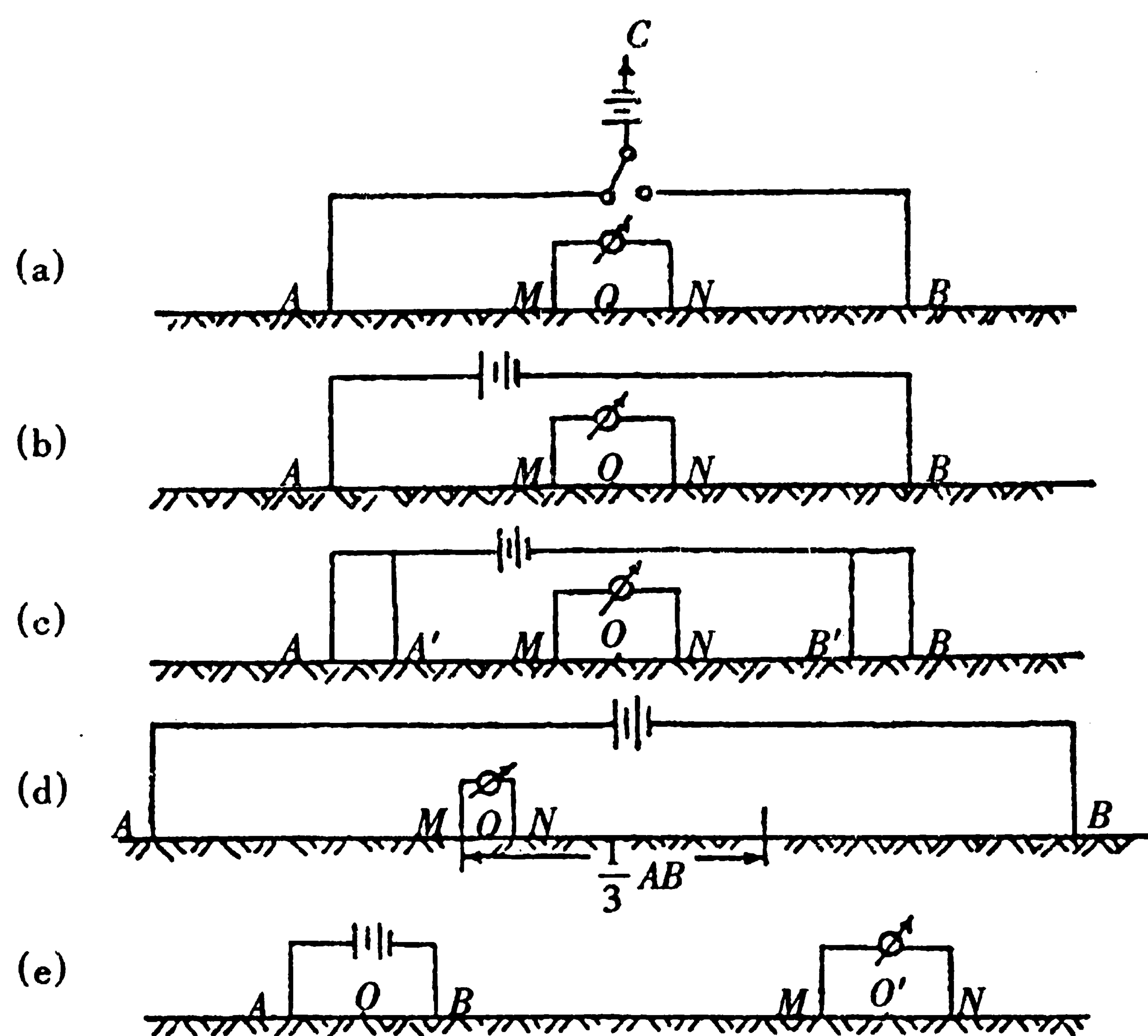



**图 4-12　电剖面法常用的电极排列简图**

(a) 联合剖面法；(b) 对称四极法；(c) 复合对称四极法；(d) 中间梯度法；(e) 偶极剖面法

由于电极排列方式的差异，各种电剖面法所解决的地质问题也不同。但总的来讲，电剖面法适于探测陡倾的层状或脉状金属矿体和高阻岩脉，划分接触带，配合地质填图，也能为寻找含水断裂破碎带等水文、工程地质工作服务。

1. 联合剖面法

联合剖面法是两个三极排列 $AMN\infty$ 和 $\infty MNB$ 联合进行探测的一种电剖面法。所谓三极排列，是指一个供电电极置于无穷远的排列，如图 4-12（a）所示。A、M、N、B 四个电极位于同一直线（即测线）上，以 M、N 之间的中点为测点，且 $AO=BO$，$MO=NO$。电极 C 是两个三极排列共同的无穷远极，一般敷设在测线的中垂线上，与测线之间的距离大于 $AO$ 的 5 倍（$CO>5AO$）。

工作中将 A、M、N、B 四个电极沿测线一起移动，并保持各电极间的距离不变。在每个测

点上分别测出 A、C 极供电时的电位差 $\Delta U_{MN}^{A}$和电流强度 I，B、C 极供电的电位差 $\Delta U_{MN}^{B}$和电流强度 $I$，然后按（4.12）式求得两个视电阻率值 $\rho_s^A$和 $\rho_s^B$，即

$$\rho_s^A = K_A \frac{\Delta U_{MN}^A}{I} \qquad (AMN\infty \text{ 排列})$$

$$\rho_s^B = K_B \frac{\Delta U_{MN}^B}{I} \qquad (\infty MNB \text{ 排列})$$

式中 $K_A$和 $K_B$分别为 $AMN\infty$和 $\infty MNB$ 二种排列的装置系数，根据计算可得

$$K_A = K_B = 2\pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \tag{4.19}$$

因此，联合剖面法的剖面曲线图上有两条视电阻率曲线 $\rho_s^A$和 $\rho_s^B$，具体见图 4-13。

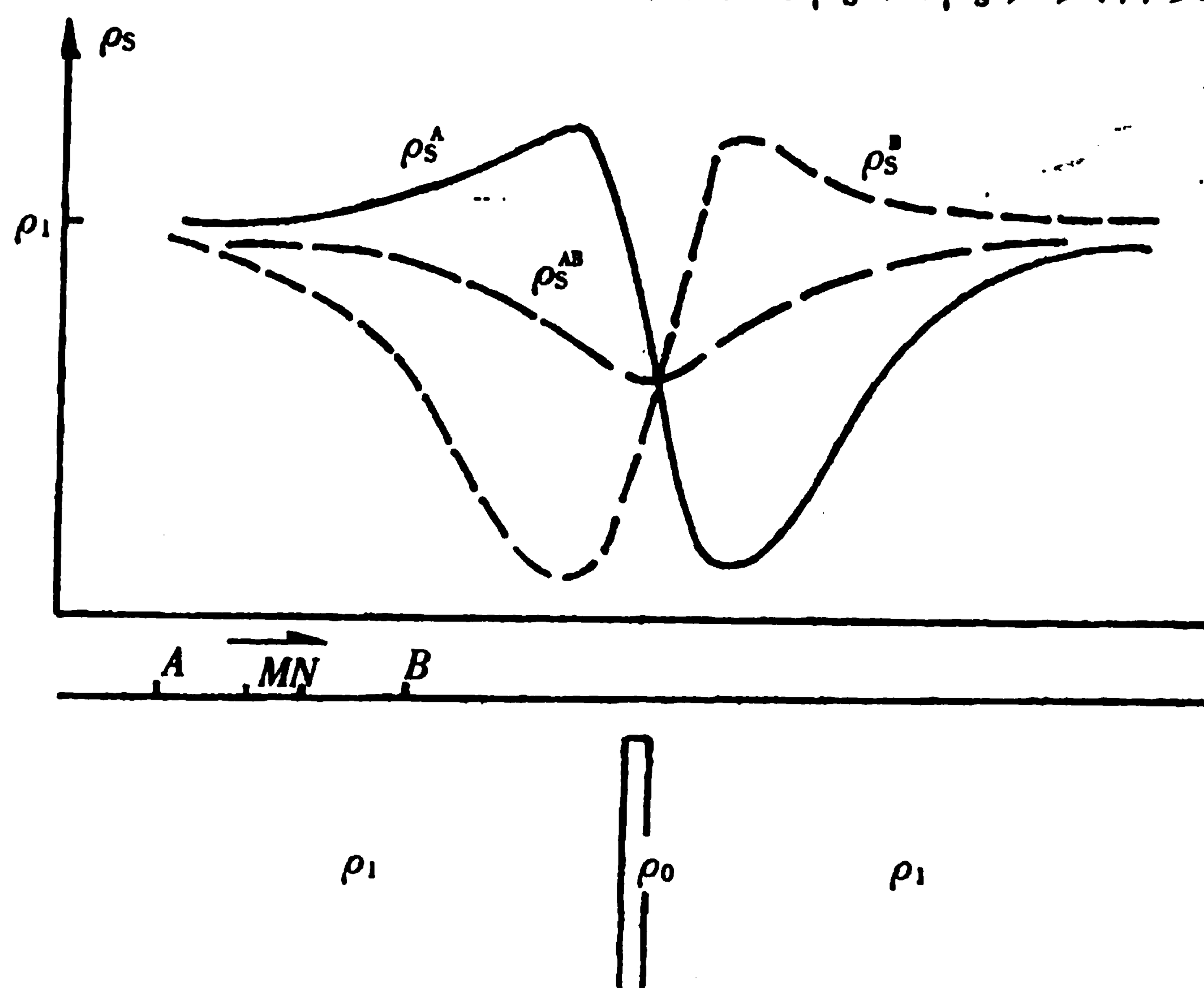



图 4-13　直立良导薄脉上的联合剖面曲线与对称四极剖面曲线的对比

测量结果绘成 $\rho_s$剖面图和剖面平面图。通过剖面平面图中相邻剖面上 $\rho_s$曲线的对比，可以了解地质体沿走向的变化情况。

实际工作中情况比较复杂。地表电性不均匀可以引起 $\rho_{MN}$的变化；地形起伏可以影响电流密度 $j_{MN}$的分布，有时单纯地形影响就会引起与矿体相似的异常。相邻导电体的干扰也可以造成异常的畸变。这些因素都将使 $\rho_s$曲线大大复杂化。因此在进行资料解释之前，必须结合实际情况对实测曲线进行分析，消除一些干扰因素，辨认出由矿体引起的异常，才能进行正确的地质解释。

$\rho_s^A$，$\rho_s^B$——联合剖面曲线；

$\rho_s^{AB}$——对称四极曲线

2. 对称四极法

该方法在野外工作中始终保持 A、M、N、B 四个电极间距离不变，同时沿测线对称于 M、N 的中点 $O$（即测点）向前移动，一般 $MN = \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{5}\right)AO$，这就是图 4-12（b）的对称四极法。这种方法测得的 $\rho_s^{AB}$值为

$$\rho_s^{AB} = K_{AB} \frac{\Delta U_{MN}}{I}$$

将条件 $AM = BN$ 和 $AN = BM$ 代入，得

$$K_{AB} = \pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \tag{4.20}$$

对称四极剖面 $\rho_s$曲线见图 4-13。通过某些模型实验表明，对称四级 $\rho_s^{AB}$曲线的异常幅度和分辨能力都不及联合剖面 $\rho_s$曲线优越。但对称四极装置不需要笨重的无穷远极，比较轻便、工作效率高，故多用于普查以及面积性的电阻率测绘等

如果在对称四极装置的基础上，对称于 $O$ 点再增加两个电极 A′和 B′，并且 $AB > A'B'$，这种装置称为复合对称四极剖面装置（图 4-12（c））。采用复合对称四极剖面法时，先由大极距的 A 和 B 供电，M、N 测量，求出 $\rho_s^{AB}$。然后由小极距的 A′和 B′供电，M、N 测量，求出 $\rho_s^{A'B'}$。所以沿每条测线可得到两条不同勘深度的视电阻率曲线。

复合对称四极剖面法多用于探测覆盖层下基岩的起伏。图 4-14 中的（a）是基岩为高阻的向斜构造；（b）是基岩为低阻的背斜构造。在上述两种情况下，$\rho_s^{AB}$曲线（大极距）具有相同的特征，即都有一极小值出现，所以单凭一条 $\rho_s^{AB}$曲线难以区别基岩起伏情况。若用复合对称四极法就有可能解决这个问题。因为 $\rho_s^{A'B'}$ 曲线可能确定浅部的电性情况，故在基岩为高阻的向斜上，$\rho_s^{A'B'}$曲线低于 $\rho_s^{AB}$；而在低阻的背斜上，$\rho_s^{A'B'}$曲线位于 $\rho_s^{AB}$曲线的上方。根据勘探目的和要求，复合对称四极法的极距选择，应力求大极距反映深部情况，一般是$\frac{AB}{2} \approx (3-5)H$,（$H$ 是覆盖层的平均厚度）；小极距反映浅部情况，一般$\frac{A'B'}{2} \approx (1-2)H$。测量结果多用 $\rho_s$剖面图表示。

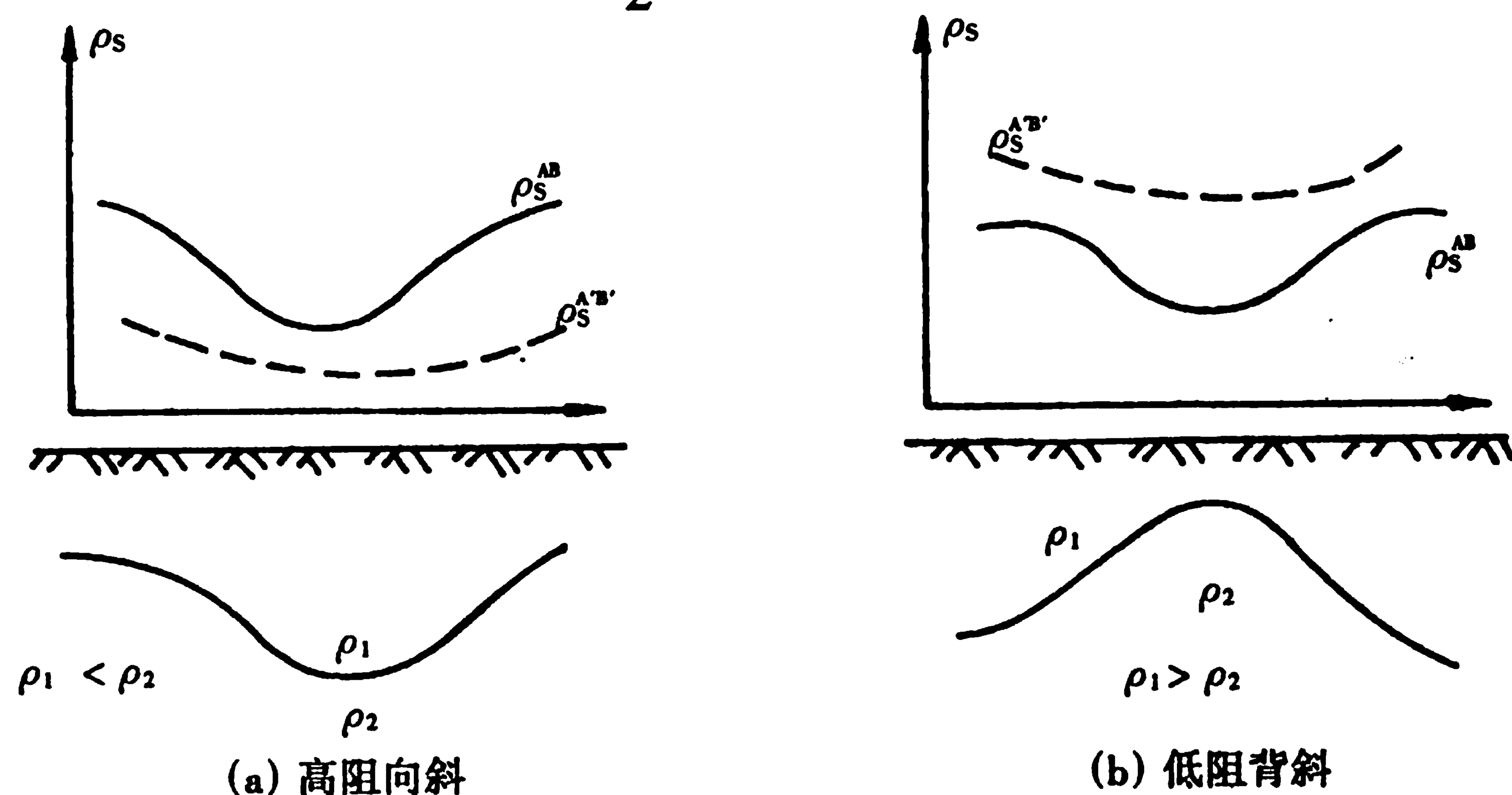



**图 4-14　复合对称四极剖面法 $\rho_s$ 曲线**

对称剖面法的野外工作比较简单，生产效率高，表土不均匀和地形影响小，故常用于普查阶段，以探测基底构造、基岩面起伏以及不同电阻率的岩层接触面等。在面积性工作中，常用于圈定某一深度范围内视电阻异常区，如岩溶分布的范围与古河道的追索等。

3. 中间梯度法

中间梯度法的装置特点如图 4-12（d）。这种装置的供电电极距 $AB$ 很大，通常选取 $AB$ 为覆盖层厚度的 70－80 倍。测量电极距 $MN$ 相对于 $AB$ 小得多，一般选用 $MN = \left(\frac{1}{30} - \frac{1}{50}\right) AB$。工作中保持 $A$ 和 $B$ 固定不动，$M$、$N$ 在 $A$、$B$ 之间的中部约$\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\right) AB$ 的范围内同时移动，逐点进行测量。测点 $O$ 为 $MN$ 的中点。因为 $AB$ 距离很大，在 $AB$ 中部测量范围内的电场可以认为是均匀电场；所以这种装置能最大限度地克服其它电剖面法由于供电电极附近电性不均匀对视电阻率测量的影响，而且 $\rho_s$曲线反映的必然是 $MN$ 电极附近地层电阻率的变化情况，这是该方法的优

点。此外，这种装置在 $AB$ 连线两侧 $\frac{1}{6}AB$ 范围内的测线上的电场也近似于均匀电场。因此，在某一固定的 $A$、$B$ 情况下，又可以在相邻的 $\frac{1}{6}AB$ 范围内的测线的中部，进行中间梯度法测量。这种称为“一线布置、多线测量”的方式，可以大大提高工作效率。

中间梯度法工作中的 $\rho_s$和 $K$ 值计算公式与电阻率测深法的相同。但是 $K$ 不是恒定的，测量电极每移动一次要计算一次 $K$ 值。

该方法常用于寻找陡倾的高阻岩脉（如石英脉、伟晶岩脉等）并取得显著的效果。因为在有浮土的情况下，高阻岩脉的屏蔽作用比较明显，排斥电流线汇聚于浮土；使 $J_{MN}$急剧增加而 $\rho_s$曲线上升形成突出的高峰。至于低阻岩脉，效果不明显。图 4-15 是我国东北某铅锌矿区使用中间梯度法所得的 $\rho_s$剖面平面图。

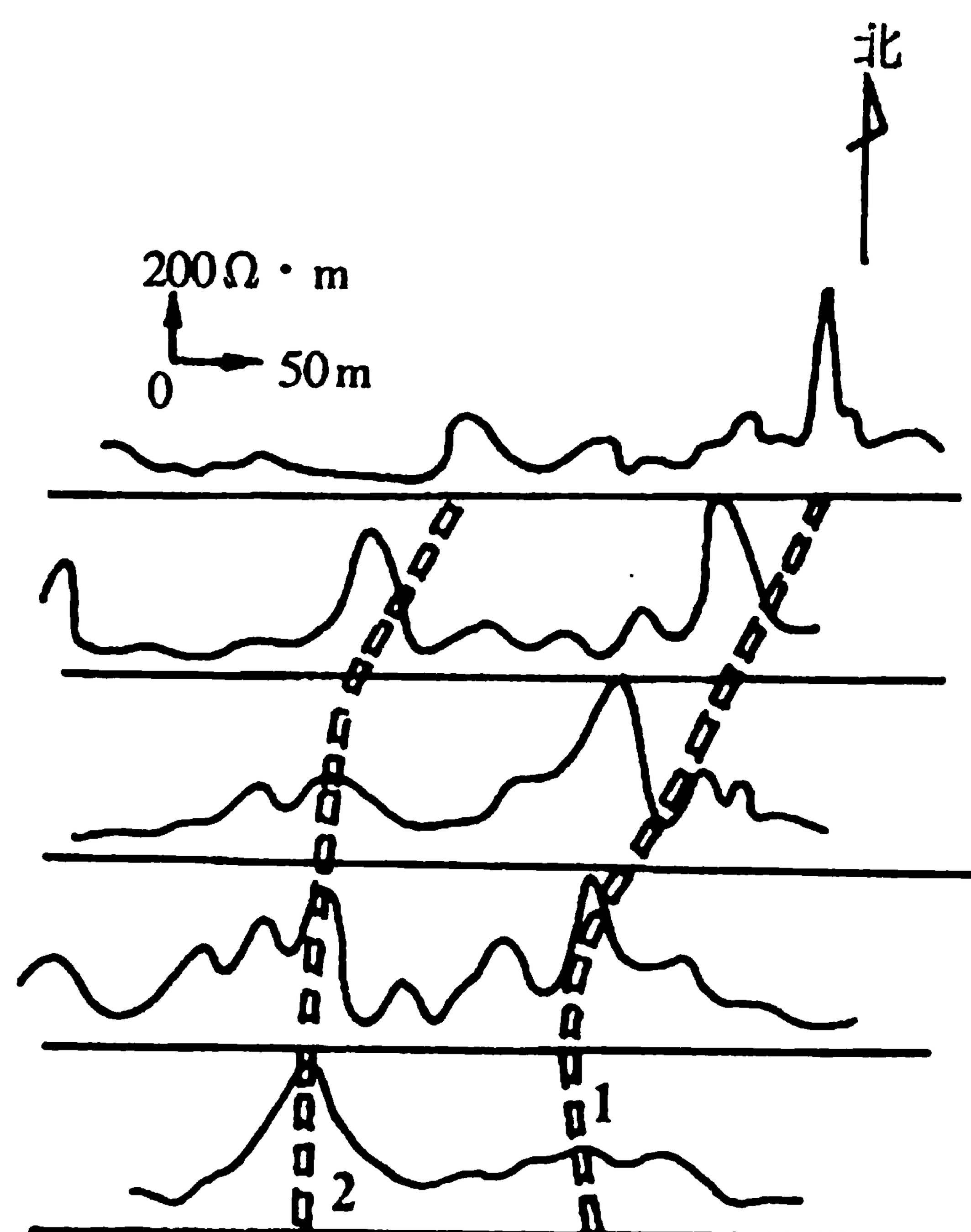



图 4-15　用中间梯度法追索石英脉

## §4.4　激发极化法

前面介绍的电阻率法在工作时，是通过 A、B 电极向地下供电，并在刚开始供电的瞬间，测量 $M$、$N$ 两点之间的电位差。如果保持供电电流不变，延长供电时间，就会发现随着供电时间延长，M、N 电极间的电位差值逐渐增大，最后达到饱和值。此时，切断供电电流，$M$、$N$ 之间仍能观测到一个随时间延续而逐渐衰减的电场存在。前者可称充电过程，后者即为放电过程。这种在充、放电过程中产生随时间变化的附加电场现象，叫做激发极化效应（简称激电效应）。它是岩、矿石及其周围的水溶液在电流场的激发下产生的物理及电化学作用的结果。

激发极化法（简称激电法）正是以不同岩、矿石在人工电场作用下发生的物理和电化学效应（激发极化效应）的差异为基础的一种电法勘探方法。由于采用直流电场或交流电场都可以研究岩、矿石的激电效应，因而激发极化法又分为直流（时间域）激发极化法和交流（频率域）激发极化法两种。

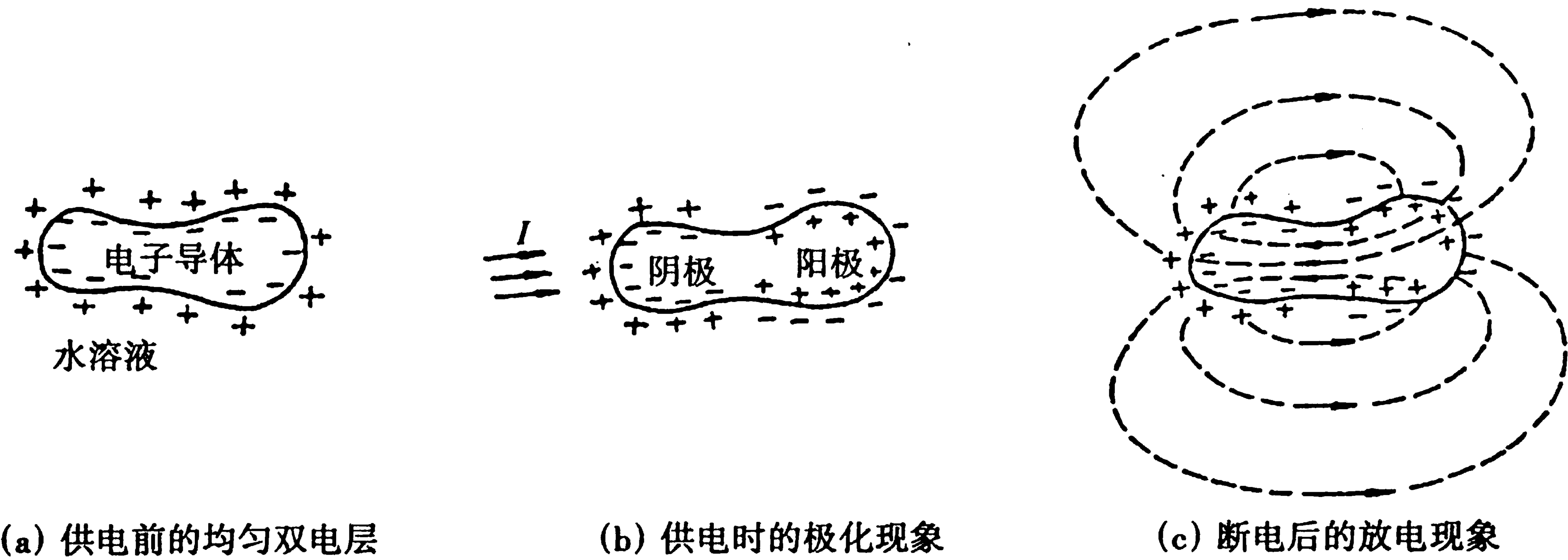
和电法的其它方法相比，激发极化法有某些显著的优点。利用它不仅可以发现致密状金属矿体，还能寻找其它电法难以发现的浸染状矿体。它受地形的影响小。还能完全去掉与岩石裂隙含

水带以及浮土等因素有关的“非矿”异常。当矿体周围存在有浸染晕时，对激发极化法异常将起加强作用或扩展作用，因而有利于查明深部矿床。总之，激发极化法主要用于金属矿普查勘探中。在个别地区，也用于寻找地下水。

## 一、岩、矿石激发极化成因

### (一) 电子导体的激发极化成因

由电化学效应可知，浸沉于同种化学性质溶液中的单一电子导体表面形成的双电层为一封闭系统，它不显电性，也不形成外电场（见图 4-16（a））。这种自然状态下形成的双电层电位称为平衡电极电位。若有电流通过上述系统时，导体内部的电荷将重新分布，一是自由电子逆着电场方向移向电流流入端，形成相当于等效电解电池的“阴极”；二是在电流流出端呈现相对增多的正电荷，相当于等效电解电池的“阳极”。与此同时，溶液中的带电离子（如 $H^+$、$Na^+$、$OH^-$、$Cl^-$ 等）也在电场作用下发生相应的运动，分别在“阴极”和“阳极”处形成正离子和负离子的堆积（图 4-16（b））。此时导体的“阴极”和“阳极”处双电层电位差相对于平衡电极电位的变化值称为超电压。超电压的形成过程即是电极极化过程。不难理解，随供电时间的延长，导体界面两侧堆积的异性电荷逐渐增多，超电压值随之增大，最后达到饱和状态。断去供电电流之后，界面两侧堆积的异性电荷通过界面本身、导体内部及周围溶液放电，使整个系统逐渐恢复到供电之前的均匀双电层状态，超电压也随时间的延续逐渐减小，最后消失（图 4-16（c））。




(a) 供电前的均匀双电层　(b) 供电时的极化现象　(c) 断电后的放电现象

**图 4-16　电子导体的激发极化效应**

还应指出，除了以上电极极化过程外，通电时两电极处发生的氧化-还原过程也是形成电子导体激发极化的因素之一。

实践表明，在人工电场作用下，电子导体与离子导电溶液接触时的激发极化效应产生在固相和液相的接触面上。致密状结构的电子导电矿体产生的正是这样的极化效应，故称为面积极化。对于侵染状电子导电矿物而言，其中每个小电子导电颗粒都相当一个小“电池”，并且分布在岩石（或胶结物）中的所有小“电池”都通过围岩放电，因此对于整个矿体（或矿化岩石）来说，极化效应发生在它的全部体积内，故称为体积极化。虽然每个小颗粒与围岩（胶结物）的接触面很小，但它们的接触面积的总和却是很可观的。所以尽管浸染状矿体与围岩的电阻率差异很小，仍然可以产生明显的激发极化效应，这就是激发极化法能够成功地寻找侵染状矿体的基本原因。

### (二) 离子导体的激发极化成因

离子导体产生激电效应有很多假说，这里介绍较为公认的一种，即离子导体的激电效应与岩石-溶液界面上的双电层结构有关。自然界大多数硅酸盐成分的造岩矿物，其表面总呈现出负的剩余电价力，因而吸附周围溶液中的正离子并在溶液的接触面上形成了具有分散结构的双电层，

见图 4-17。双电层的固相岩石表面一侧为占有固定位置的负离子，它们吸引溶液中的正离子，使液相一侧靠近界面处的正离子不能自由活动，构成了双电层的紧密区，其厚度约 $10^{-8}$ m。离界面稍远的正离子，受到的吸引力较弱，可以平行界面方向自由移动，构成双电层的扩散区，厚度约 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ m，从扩散区到正常溶液是逐渐过渡的。

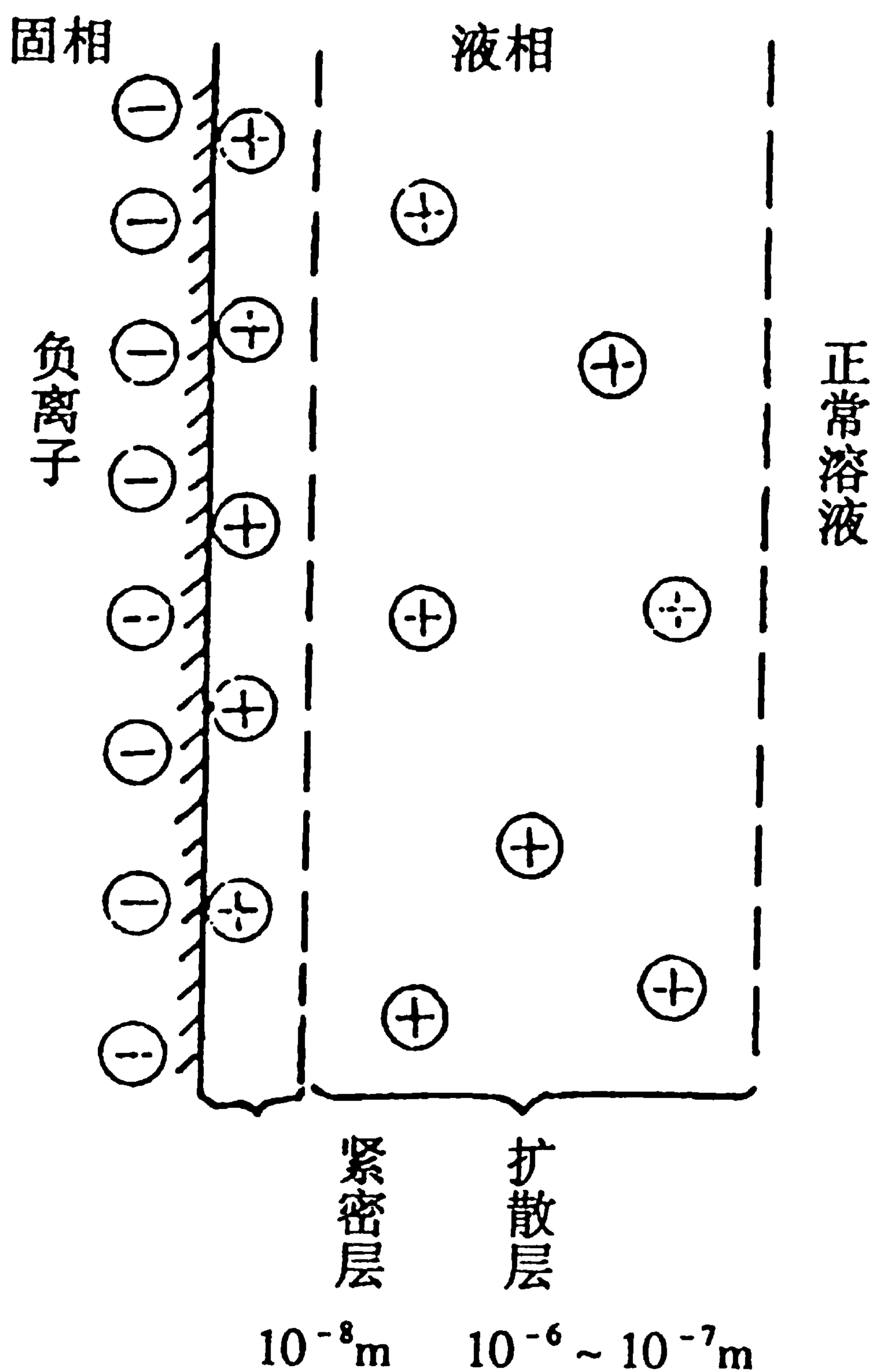



图 4-17　具有分散结构的双电层

薄膜极化效应是离子导体激发极化的主要原因。当岩石颗粒之间的孔隙直径和双电层的扩散区厚度相当时，则整个孔隙皆处于扩散区内。其中过剩的正离子吸引负离子而排斥正离子。因此在电流场作用下，扩散区中的正离子由于迁移率较大而移动快，负离子迁移率相对较小而移动慢。我们称这样的岩石孔隙为正离子选择带或薄膜。

当电流通过宽窄不同又彼此相连的岩石孔隙时，由于窄孔隙（即薄膜）中的正离子迁移率大于负离子迁移率，而宽孔隙中正、负离子的迁移率几乎相等，于是窄孔隙里的载流子大都为正离子。电流将大量正离子带走，在窄孔隙的电流流出端形成正离子的堆积，而在电流流入端正离子不足。由于窄孔隙对负离子有一定的阻挡作用，因此在正离子堆积和不足的两端同样形成了负离子的堆积和不足，沿孔隙方向形成了离子浓度梯度，它将阻碍离子的运动。断去外电流后，由于离子扩散而形成的扩散电场，将使离子浓度梯度逐渐消失并恢复到通电之前的状态。

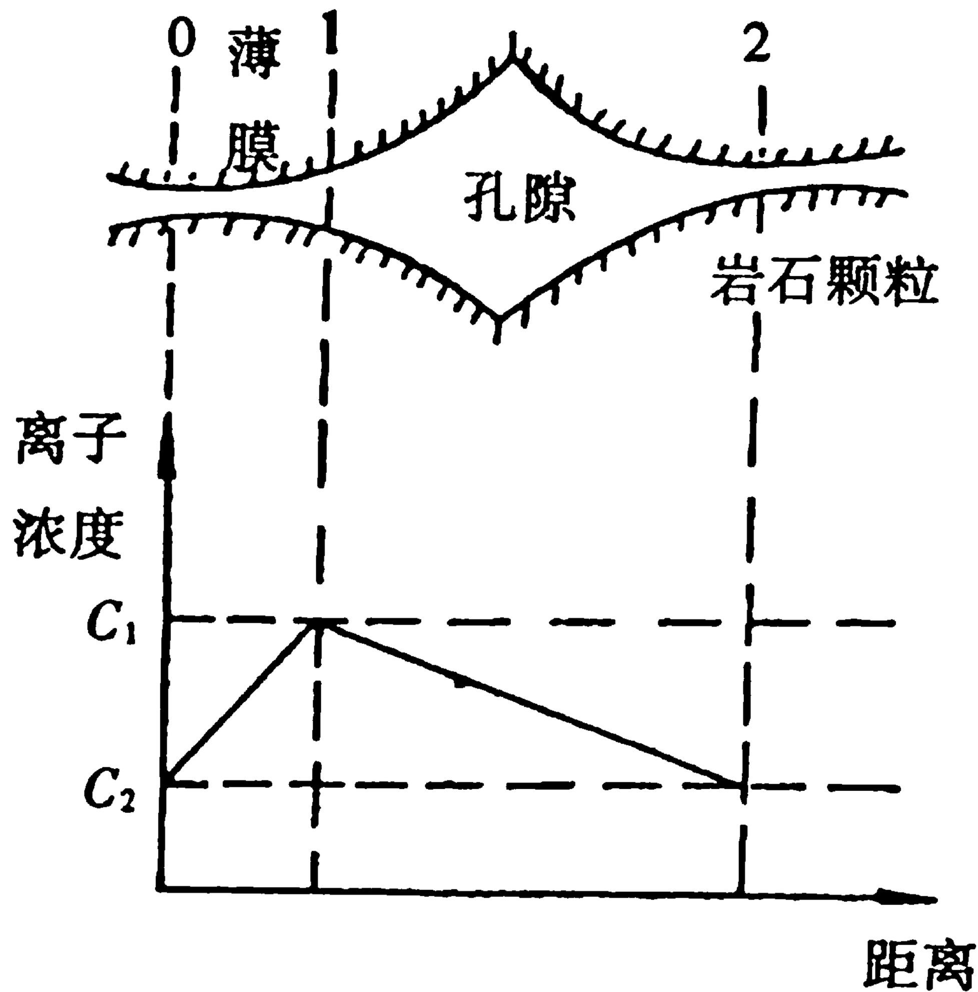



图 4-18　薄膜极化效应原理

## 二、岩、矿石激发极化的特征及测量参数

### （一）激发极化的时间特征

实践表明，刚开始向地下供直流电时，由于激发极化效应所形成的附加电场尚未建立，这时地下电场的分布只与岩、矿石的导电性有关，并且不随时间变化，属于稳定电场。此场可称为一次电场 $E_1$，相应地面两点测量一次场的电位差为 $\Delta U_1$。延长供电时间，岩、矿石的激电效应从无到有逐渐形成，附加电场也随之迅速增大，然后变慢，在供电 3～5 min，达到饱和。将附加电场叫做激发极化电场或二次场 $E_2$。显然，二次场叠加在一次场上，所以供电一段时间后，地下总电场 $E=E_1+E_2$，此时观测的电位差称为总场电位差 $\Delta U$（图 4-19）。若断去供电电流，一次场立刻消失，岩、矿石开始通过围岩放电，放电开始时 $E_2$ 迅速衰减，然后逐渐放慢，约 3～5 min 衰减完毕。断电后某一瞬间观测的电位差称为二次场电位差 $\Delta U_2$。

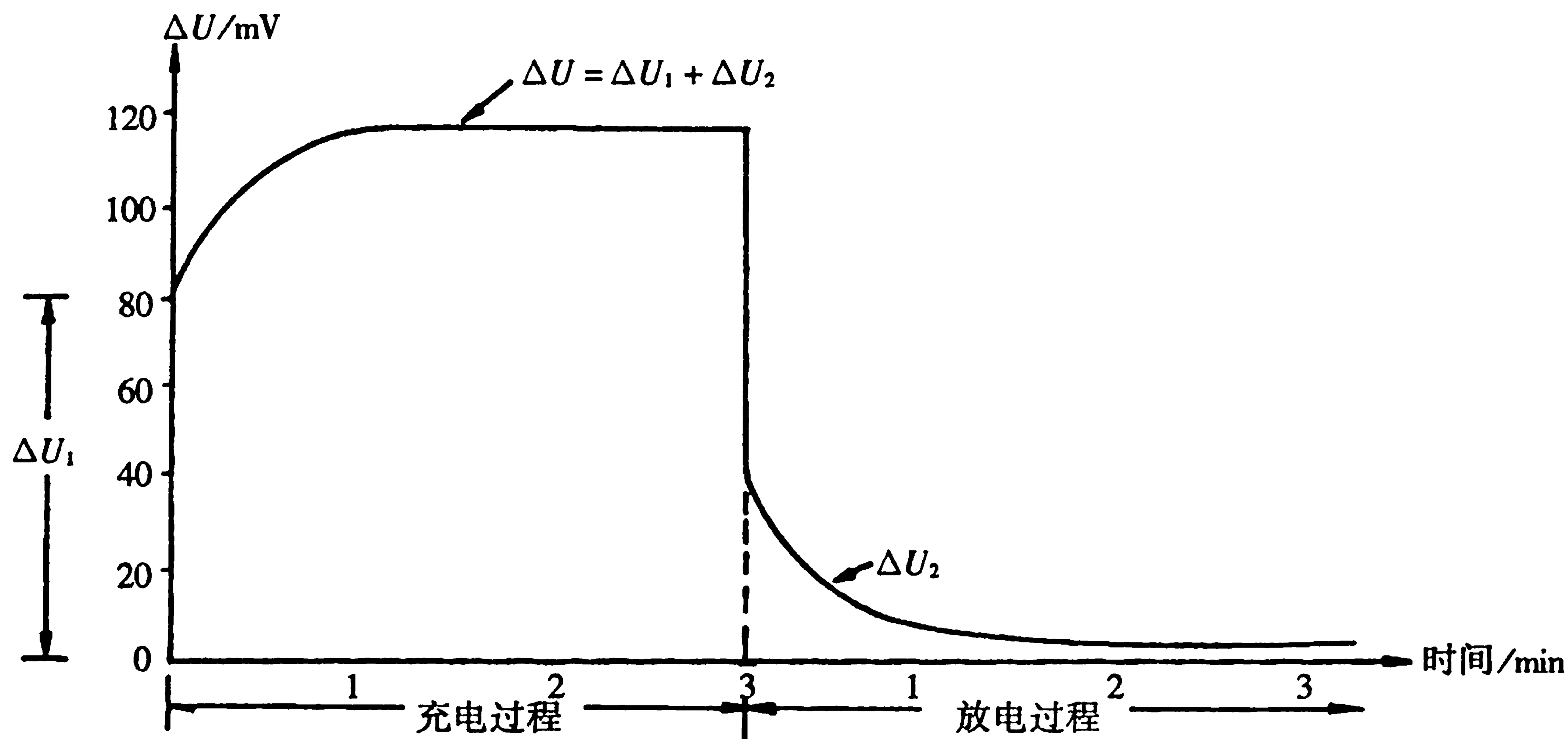



图 4-19 岩、矿石的充、放电特征曲线

结构不同的岩、矿石之充、放电速度也不同。体积极化比面积极化充、放速度要快。而体积极化内，当其所含电子导电矿物成分愈少时，其充、放电速度愈快。

### （二）激发极化场的频率特征

交流激发极化法是在超低频交变电场激发下，根据电场随频率的变化来研究岩、矿石的激发极化效应。当向岩、矿石中供以频率为零点几到几赫兹的超低频交流电时，若保持电流强度不变，测量电极 M、N 间的交流电位差值随频率之升高而逐渐减小，如图 4-20 所示。图中交流电位差随频率升高而减小的现象称为频率分散性或幅频特征。由于激发极化效应的形成是一种物理—电化学过程，需要一定的时间才能完成。所以，当采用交流电场激发时，交流电的频率与单向供电持续时间关系是：频率越低，单向供电时间越长，激电效应越强，因而总场幅度便越大；相反频率越高，单向供电时间愈短，激电效应越弱，总场幅度也越小。显然，如果适当地选取两种频率来观测总场的电位差后，便可以从中检测出反映激电效应强弱的信息。

### （三）激发极化法测量的参数

1. 视极化率 $\eta_s$

视极化率是直流（或时间域）激发极化法测量的一种基本参数。当地下有两种或两种以上激电特征不同的岩石存在时，采用某种装置向地下供以直流电，并观测总场电位差 $\Delta U$ 及二次场电位差 $\Delta U_2$，视极化率的计算公式为

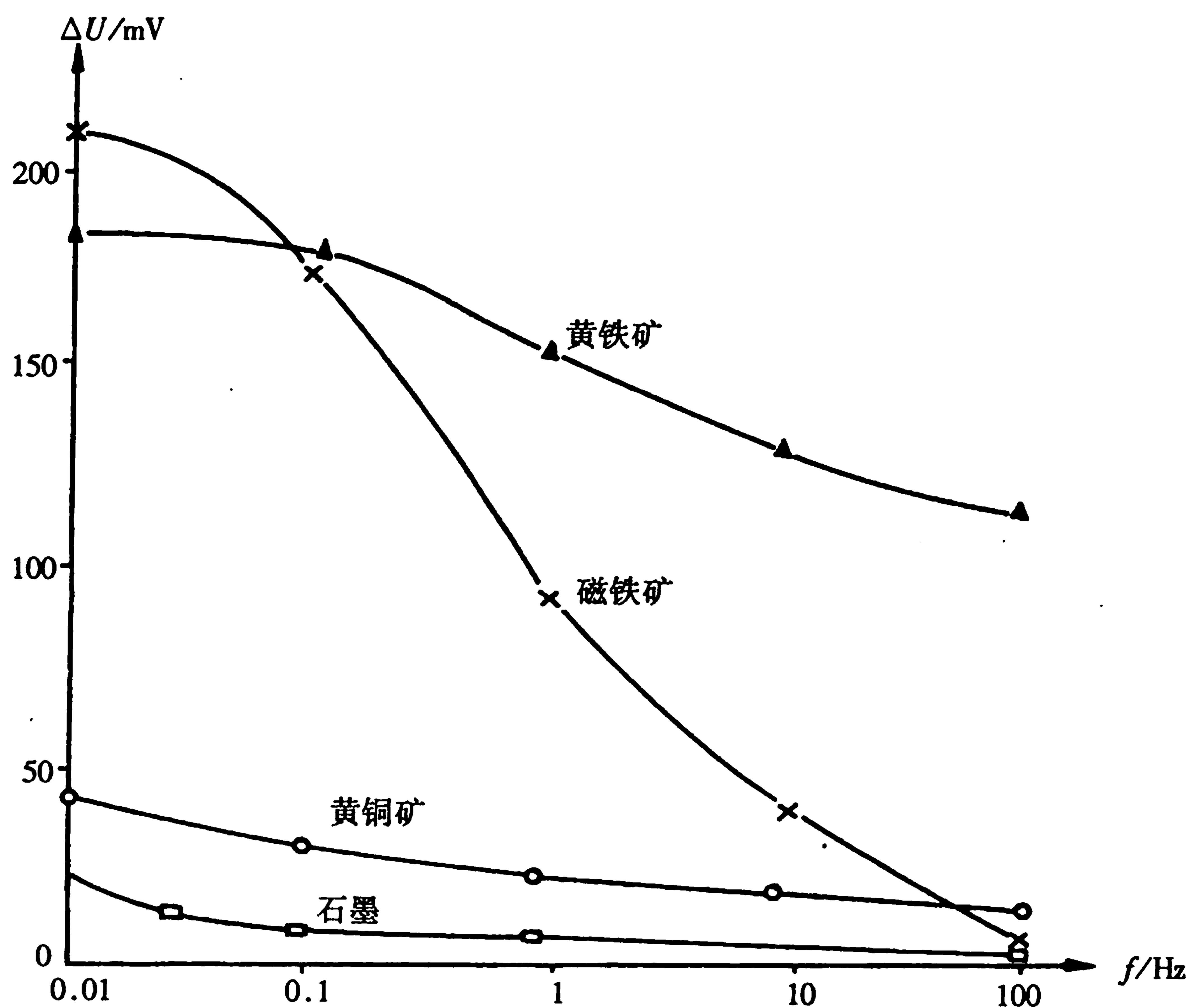



图 4-20 几种矿石标本的幅频特征曲线

$$\eta_s = \frac{\Delta U_2}{\Delta U} \times 100\% \tag{4.21}$$

$\eta_s$是一个无量钢的量，工作中用百分数表示。它是表示各种岩石在电流激发下产生激电效应的综合结果。

对于极化性质均匀、各向同性的岩石，利用（4.21）式计算的结果，即为该岩石的真实极化率。

2. 视频散率 $P_s$

视频散率是交流（或频率域）激发极化法测量的一种基本参数。该参数是通过选择超低频段上两种不同频率的电流供电，并观测不同频率电流供电时的总场电位差来计算的，其计算公式为

$$P_s = \frac{\Delta U_{f_1} - \Delta U_{f_2}}{\Delta U_{f_2}} \times 100\% \tag{4.22}$$

式中 $f_1$ 和 $f_2$ 为超低频段上的任意较低频率和较高频率，$\Delta U_{f_1}$ 和 $\Delta U_{f_2}$ 为相应频率上的总场电位差。和视极化率一样，视频散率也是用百分数表示的。它也是地下一定深度范围内各种极化体激发极化效应的综合反映。同样道理，对于均匀、无限的岩石，用（4.22）式计算的结果即为该岩石真实的频散率。

由于直流激电和低频交流激电二者在物理本质上是完全一样的，因此在极限条件下，即 $\Delta U$（$f_1 \to 0$）和 $\Delta U$（$T \to \infty$）时，两种方法会有完全相同的测量结果。

## 三、激发极化法的野外工作及应用实例

### （一）野外工作

激发极化法的野外工作方法和其它物探方法相类似，都是在事先布置好的测网上逐点进行观测的。时间域激电法所用的装置类型和电阻率法完全一样，分中间梯度装置、测深装置和联剖装

置。时间域激电法常用两种观测方式。一种是长脉冲工作方式，其特点是供电时间长（每个观测点上供电 2 ~ 3 min），耗电大、成本高、工效低。但长脉冲的观测结果便于与理论曲线对比。该种方式适用于精测剖面上观测。另一种是双向短脉冲的工作方式，在每个观测点上先后用 $A(+I)$、$B(-I)$及 $A(-I)$、$B(+I)$的顺序分别供电几至几十秒钟，每次断电之后直接读取视极化率 $\eta_s$值。

频率域激电法原则上也可以用与电阻率法相同的装置。但是，为了克服电磁耦合干扰，用偶极装置（见图 4-12（e））效果更好。偶极装置是西方国家经常采用的装置，我国应用较少。

（二）应用实例

图 4-21 为激发极化法的中间梯度装置与联合剖面装置在某接触交代矽卡岩型含铜磁铁矿上的应用结果。该矿体为近似于直立的脉状体，下部延伸 100 m，磁铁矿为致密块状，导电性良好。

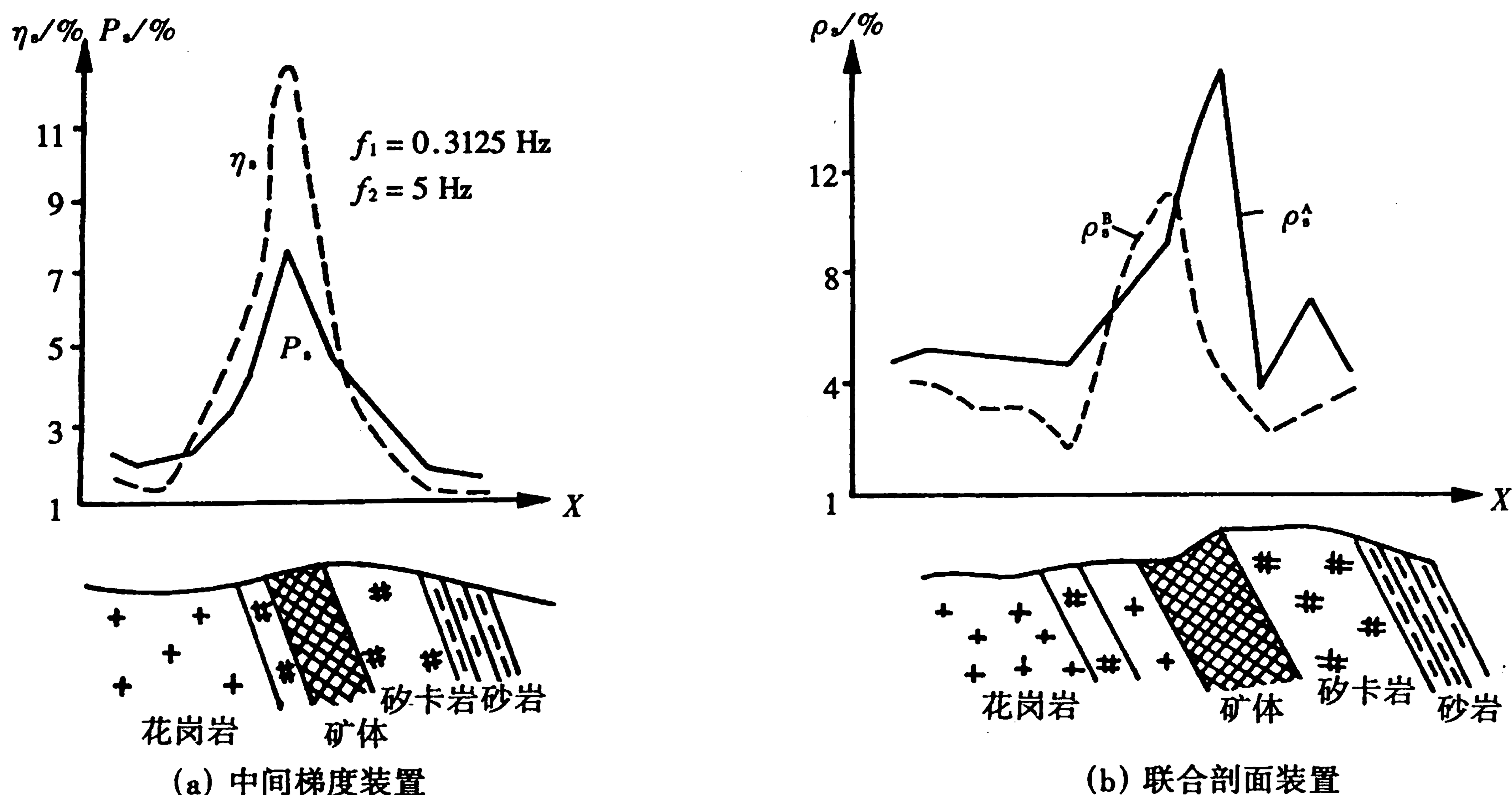



**图 4-21　某含铜磁铁矿区激发极化法的工作成果**

采用中间梯度装置，以 $AB = 600$ m、$MN = 40$ m 观测直流激电 $\eta_s$异常；而以 $AB = 800$ m、$MN = 40$ m 观测交流激电 $P_s$ 异常，交流激电频率 $f_1 = 0.312\,5$ Hz，$f_2 = 5$ Hz。从图 4-21（a）看出，直流激电 $\eta_s$与交流激电 $P_s$ 异常形态相同，位置重合。在矿体上方二者都有极大值，且 $\eta_s$极大值大于 $P_s$的极大值，这是一次场性质以及充电时间各自不同的必然结果。由于矿体产状较陡，曲线的不对称性不明显，但仔细分析仍能看出曲线在矿体的倾斜一方较缓，在另一方较陡。

图 4-21（b）是采用联合剖面装置获得的 $Ps$ 曲线。在矿体顶部有异常和“反交点”出现，根据反交点位置以及 $P_s^A$与 $P_s^B$两条曲线极大值连线倾斜的反方向，可确定矿体位置及倾斜方向。

## §4.5　利用天然电磁场的大地电磁测深

利用地球天然电磁场研究和确定地壳和上地幔导电性有两种方式，一种是利用全球范围的地磁变异，把地球看作一个整体的电磁感应问题，得到的是地球电导率的径向变化。另外一种是区域性研究，所考虑的大地电磁场的异常往往只限于局部地区，用来研究地壳上部的电性结构以及

深部电导率的横向变化；当研究的范围较小时，可把局部地区看成是平面模型，即把地面近似为平面，并认为所研究的半空间是均匀的层状结构。前者研究的主要是地球的结构、构造、发生和发展变化等，后者是区域性的地质构造及分布。

从§4.2中可知，天然电磁场的频率范围较宽，从地表传入地下以后，依照不同的频率和特征而逐渐衰减，其中高频部分主要分布于浅层，频率极低的部分可以穿透到地下很深的深度，从地表穿入地下的电磁波，受到岩石电阻率纵向和横向不均匀的影响而产生二次场，这种能使地表电磁场受到畸变的二次场就是我们了解地下地质构造的有用信息。

大地电磁测深法是在地表观测点上，同时记录电场和磁场各分量，通过不同频率电阻率和相位差的变化，求得测点下岩石电阻率随深度的变化。周期在几秒到几千或几万秒范围的大地电磁测深工作，主要用于研究地壳、地幔的电性结构。由于大地电磁测深法对于低阻层反应十分灵敏，可用以研究、确定低阻层的埋深的分布。这一研究对于了解地球构造及其动力学过程是十分有意义的。周期在零点几到几十秒、几百秒的大地电磁测深工作，主要用于对地壳的研究，划分浅部岩石电性结构，如用于确定沉积盖层的电性分层，以及石油、煤田、地热田的地质勘探工作等。

## 一、波阻抗和视电阻率

### （一）均匀大地电阻率与波阻抗的关系

在一定条件下，天然电磁场可视为垂直入射于地表面的平面电磁波，按平面电磁波理论，波阻抗 $Z$ 定义为电场与磁场的比，即

$$Z = \frac{E}{H}$$

当大地是充满均匀各向同性介质时，入射于地表的电、磁场向量相互正交，在直角坐标系中利用场的 $x$ 和 $y$ 分量，见图 4-22，可得阻抗为

$$\left.\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} = \frac{E\cos\theta}{H\cos\theta} = \frac{E}{H} \\ Z_{yx} &= \frac{E_Y}{H_x} = \frac{E\sin\theta}{-H\sin\theta} = -\frac{E}{H} \\ Z_{xy} &= -Z_{yx} \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

上式表明，在均匀各向同性介质中，任意正交测量坐标测得波阻抗都是相等的，可见波阻抗与测量坐标的方位无关，故称均匀介质中波阻抗为标量阻抗。

若某瞬间磁场强度向量沿 $y$ 方向，那么电场强度是与磁场相垂直的 $x$ 方向。为讨论波阻抗与介质电阻率 $\rho$ 之间的关系，我们利用电场随时间、随传播深度变化的表达式（4.8），并写成

$$E_x = E_{x0}e^{-iwt}e^{-(\alpha-i\beta)z}$$

式中 $\alpha - i\beta$ 是波数，以 $K$ 表示

$$K = \alpha - i\beta = \sqrt{-i\frac{w\mu}{\rho}} \tag{4.24}$$

于是电场

$$E_x = E_{x0}e^{-iwt}e^{-kz}$$

此外，根据安培定律，在我们假设的条件下，磁场强度正比于电场的垂向变化率，即

$$H_y = \frac{1}{iw\mu}\frac{\partial E_x}{\partial z}$$

不难求出

$$H_y = -\frac{k}{\mathrm{i}w\mu}E_{x0}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}wt}\mathrm{e}^{-kz}$$

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = -\sqrt{-\mathrm{i}w\mu\rho} = \sqrt{w\mu\rho}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\pi+\frac{\pi}{4})} \tag{4.25}$$

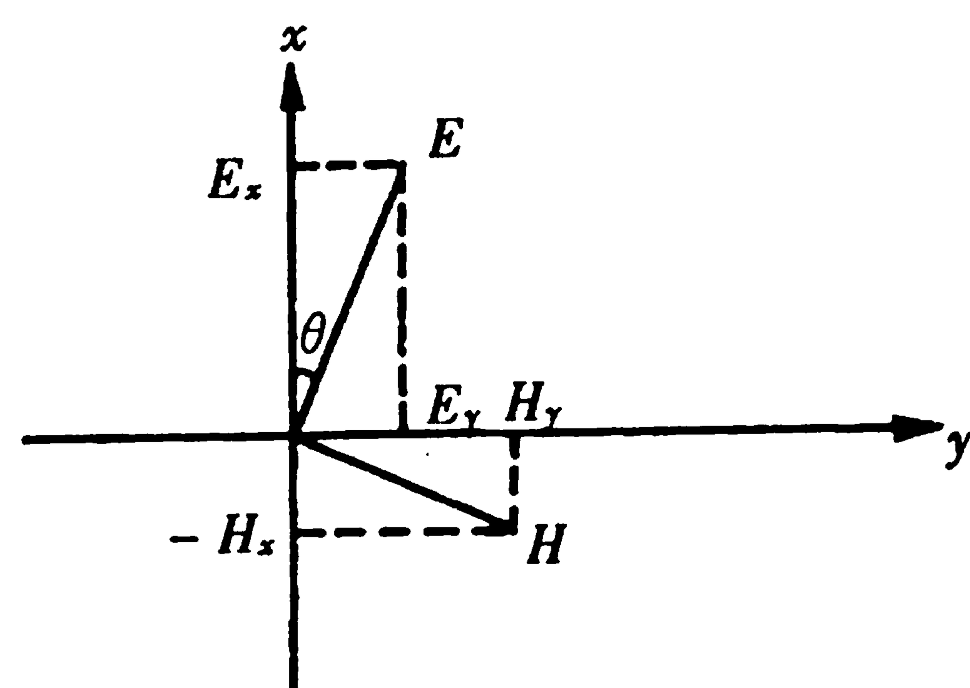



图 4-22　均匀介质中电磁场的分解

当我们假定电场强度向量沿 $y$ 方向时，同样可得：

$$Z_{yx} = \frac{E_Y}{H_x} = \sqrt{-\mathrm{i}w\mu\rho} = \sqrt{w\mu\rho}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\pi}{4}} \tag{4.26}$$

从(4.25)和(4.26)二式看出，阻抗是一复量，其幅值在均匀介质中等于$\sqrt{wu\rho}$，其相位差在 $E_x$ 和 $H_y$ 之间是 $\pi+\frac{\pi}{4}$，在 $E_y$ 和 $H_x$ 之间是$\frac{\pi}{4}$。从中可导出均匀介质电阻率与波阻抗间的关系是

$$\rho = \frac{1}{w\mu}\mid Z\mid^2 = \frac{\mu}{w}\left|\frac{E_x}{B_y}\right|^2 \tag{4.27}$$

实际工作中，常以 mV/km 为电场强度 $E$ 的单位，以 nT 为磁感应强度 $B$ 的单位，(4.27) 式变为

$$\rho = 0.2T\left|\frac{E_x}{B_y}\right|^2 \tag{4.28}$$

(4.27) 和 (4.28) 式是用野外实测结果计算电阻率的基本方程，明确地反映了均匀介质中波阻抗与介质电阻率关系，具体的计算式可写成

$$\rho_{xy} = 0.2T\mid Z_{xy}\mid^2 = 0.2T\mid Z_{yx}\mid^2 = \rho_{yx} \tag{4.29}$$

表示所测电阻率 $\rho_{xy}$和$\rho_{yx}$是相等的，就是均匀介质的电阻率。

（二）视电阻率与张量阻抗

由于地下岩、矿石分布的非均匀性，其电阻率分布也是非均匀的。利用前述测量方法及 (4.28) 和 (4.29) 式计算而求得的电阻率已不是某一种岩石的电阻率，而是各种岩石电阻率共同影响的结果。因此，像直流电阻率法一样，引入视电阻率的概念用以表示非均匀断面中各种不同岩石电阻率的综合影响。仍利用 (4.28) 或 (4.29) 式按实测结果进行计算，但是所求得的视电阻率 $\rho_{xy}$和$\rho_{yx}$值已不相等了。

当地下介质电阻率分布不满足于均匀各向同性条件时，入射于地表的电磁波，其电场和磁场之间不再保持相互垂直的关系。在此情况下，$E_x$ 不仅受 $H_y$ 影响，$H_x$ 变化也会产生 $E_x$，同样 $E_y$ 除与 $H_x$ 有关外，也受 $H_y$ 变化的影响，即不再满足于均匀时 $E_x = Z_{xy}H_y$，$E_y = Z_{yx}H_x$，而应是

$$\left.\begin{aligned} E_x &= Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \\ E_y &= Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \end{aligned}\right\} \tag{4.30}$$

如用矩阵形式表达

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

或记作

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = [Z] \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

式中［$Z$］为张量阻抗，其中 $Z_{xx}$，$Z_{xy}$，$Z_{yx}$，$Z_{yy}$为阻抗张量元素，$Z_{xx}$，$Z_{yy}$为辅阻抗，$Z_{xy}$和$Z_{yx}$为主阻抗。介质非均匀时引入张量阻抗虽然解决了场的极化方向随时间变化的影响，但野外测量坐标方位变化时还会影响张量阻抗的变化。

为解决测量坐标方位对张量阻抗的影响，对于沿构造走向 $y$ 方向电阻率为均匀的$\rho_y$，垂直于构造走向方向为均匀的 $\rho_x$的二维构造，可以采取旋转测量坐标，使测量坐标与地下构造走向一致的方法。这是因为，当测量坐标与二维构造走向方向一致时，张量阻抗中的辅助阻抗为零，就仅有主阻抗元素 $Z_{xy}$和$Z_{yx}$了，于是可以计算出视电阻率 $\rho_{xy}$和$\rho_{yx}$，而且他们分别对应于构造的走向和倾向，这样不仅解决了测量坐标方位对张量阻抗的影响，还简化了问题的解释。

## 二、大地电磁测深法仪器及野外工作

在选择和设计适合于野外测定大地电磁场的仪器和设备时，需要考虑大地电磁场的一些特点，如场的随机性以及大多数场合下场的信号弱、频带宽、动态范围大并需要较长的观测时间等等。要求仪器有足够的精度、可靠的稳定性、较强的抗干扰能力，并且要结实、轻便、耗能少、适于无人看管下连续工作。

### （一）仪器

测定天然电磁场所用仪器一般包括，接收器、放大及滤波器、记录器等三大部分。此外，配有电源和标定系统。

接收器包括：磁信号接收器和电信号接收器。其中关键的是能作微磁测定的（毫纳特级）磁接收器。通常采用的是感应式磁接收器（也称磁探头）或磁通门式磁探头，也有用光泵或超导磁探头的，其中较实用的是感应式磁探头。电接收器常用较稳定的铅电极（长期观测用）及各类不极化电极。

模拟放大器及滤波器是大地电磁场信号检测系统中的重要组成部分，电信号经放大，滤波后再以模拟或数字形成记录下来。近年来，各类仪器均在前置放大及滤波部分下功夫，以减少放大器的噪声和温度漂移提高整机分辨能力。

记录器近年来发展较快，从早期光点、模拟磁带记录，现已发展到笔记本微机数字磁带记录。

### （二）野外工作

大地电磁测深工作的测网布置，与其他物探测量相类似，主要决定于工作任务的具体要求。测深点最好布置在较平坦的地段。河流、湖泊、沼泽地区表层电阻率不均匀，易产生电场的畸变。电站、电台和较大的用电工区都会在地下形成很强的游散电流，测点应尽可能避开它们布置。

野外需测定 $E_x$、$E_y$、$H_x$、$H_y$、$H_z$ 五个分量。$x$，$y$ 坐标原则上可以任意选择，但为了方便，多以磁南北和磁东西作为测量坐标的方位。磁探头设于测点上。测量电极的布置方式可以是十字型、T 型和 L 型。电极间的距离依电场信号的强弱、干扰的大小及仪器的灵敏程度而定，一般多

在 100~200 m，最大可达 500 m。此外，磁探头周围应尽可能避开车、马及行人干扰，与仪器车之间距离应在 50 m 以上。

仪器应进行标定，以确定所获电、磁场信号对应的实际电、磁场强度值。

### 三、大地电磁资料的处理和解释

大家知道，大地电磁测深是通过不同频率视电阻率变化反应地电断面电性分布的。可以说该方法是属于频率域电磁法，然而野外工作中获取的是一段时间内天然电磁场随时间的变化，是时间域的记录。因此，实测资料须处理后方可利用。

#### （一）大地电磁测深资料的处理

频谱分析：大地电磁场的实测记录是许多不同频率场的叠加结果，是电、磁场各分量随时间变化的记录，必须把它们转换为随频率变化的电、磁分量值。这种时间域记录转换为频率域信息的过程，通常是用频谱分析的方法实现，即通过傅氏变换。此外，也可通过数字滤波的方法达到预期的目的。

张量阻抗的计算：利用经频谱分析之后各不同频率电、磁场诸分量，求出相应频率时的各张量阻抗元素。从（4.30）式看出，只要有两组以上相同频率的独立记录，便可从中解出各阻抗元素。实际中是由（4.30）式出发，利用最小二乘法导出阻抗元素 $Z_{xx}$、$Z_{xy}$、$Z_{yx}$和 $Z_{yy}$的表达式，用于计算诸阻抗元素。为判别噪声的大小和适当的压制噪声的影响，每个阻抗元素都有四个不同的计算式，当无噪声影响时，四种不同的计算式求得的某一阻抗元素应相同，有噪声存在时，将出现差异，在允许范围内可取其平均值。

测量坐标的旋转：由于地质构造的复杂性，尽管我们可以近似的认为地质构造有一定的走向，视其为二维电性断面，但其走向方位还是我们所不了解的。我们可利用前面已经提到的测量坐标与二维构造走向一致时，辅阻抗元素 $Z_{xx}$和 $Z_{yy}$将趋近于零的特点，对每个测点，每个不同频率都进行测量坐标的旋转，其标志是 $Z_{xx}$和 $Z_{yy}$的平方和最小，或 $Z_{xy}$和 $Z_{yx}$的平方和最大，并求出旋转角。经此项处理后，每个测点、各不同频率的 $Z_{yx}$和 $Z_{xy}$都分别与二维构造的走向和倾向相对应。

视电阻率的计算：用测量坐标的转角，重新求出不同频率的各阻抗元素，然后将主阻抗元素 $Z_{yx}$和 $Z_{xy}$分别代入（4.20）式，便可计算出不同频率时的视电阻率 $\rho_{yx}$和 $\rho_{xy}$，从而为解释工作提供了两条视电阻率曲线。其中 $\rho_{yx}$曲线反映的是沿构造走向不同频率的视电阻率变化，而 $\rho_{xy}$则反映该点倾向方向视电阻率的垂向变化。图 4-23 是大地电磁测深的实测曲线。图中横、竖线段表示的是 $\rho_{xy}$和 $\rho_{yx}$曲线，每条曲线同一周期对应的多个视电阻率观测值，是利用多组记录计算的结果。

#### （二）大地电磁测深曲线的解释

经处理所获大地电磁测深曲线的类型划分和图示方法与直流电阻率测深曲线是一样的，所不同的是每个测点上不仅有两条随周期变化的视电阻率曲线，而且还有两条相位曲线。那是因为阻抗是复量。介质均匀时，电、磁场间相位差为 45°，在非均匀介质中相位差将偏离 45°而出现异常。可见相位曲线也与视电阻率曲线一样，亦可反映断面的电性变化。

大地电磁测深曲线的解释与直流电测深曲线解释相类似，包括对曲线的畸变分析、定性图件的绘制、定量分层解释和地质推断。

目前大地电磁测深曲线解释都还是以水平均匀层状介质的理论为基础，当地质断面构造变动不大时，可视为一维断面，解释结果是可靠的。然而，真正理想的水平均匀情况是不多的，因

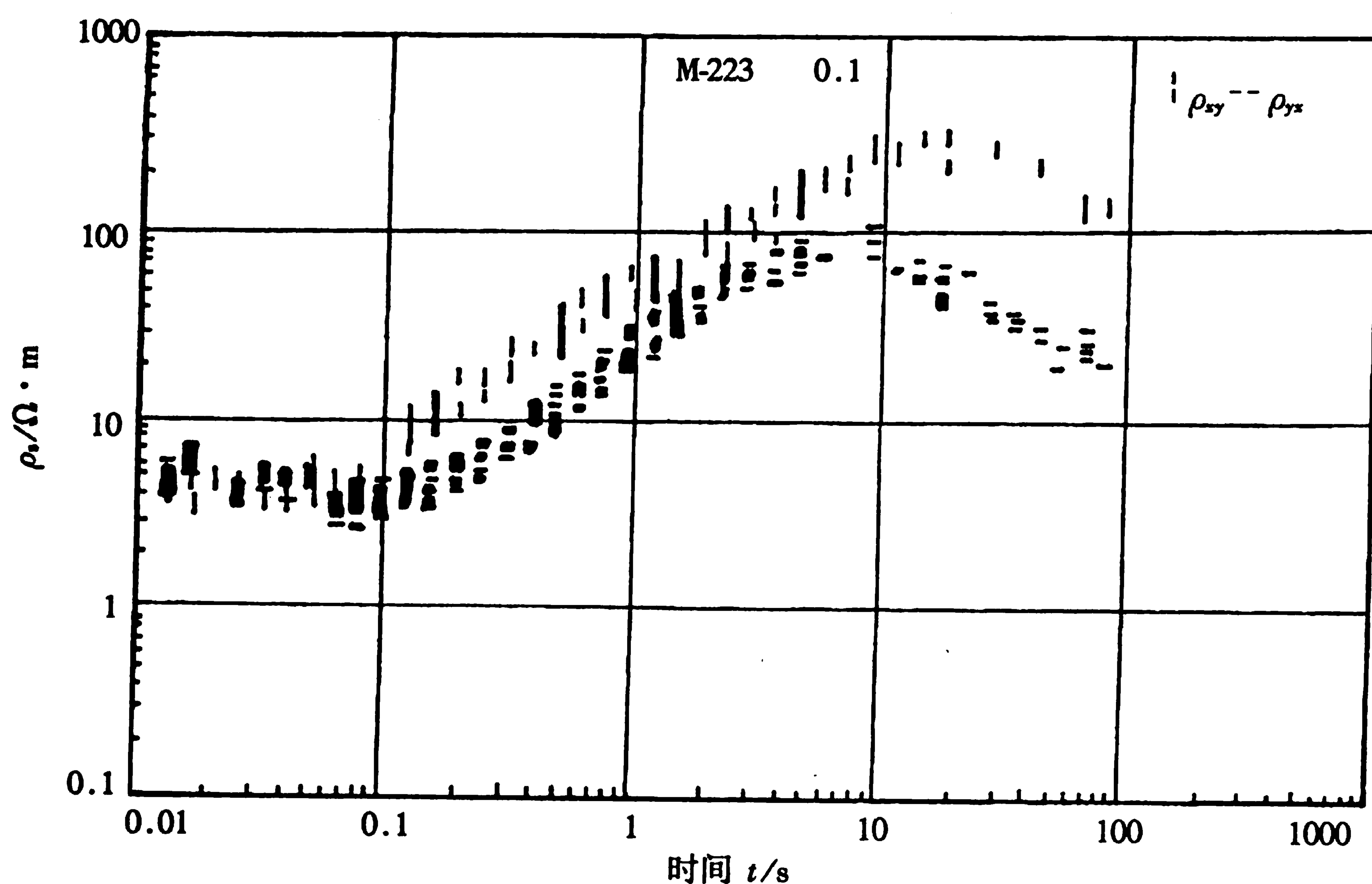



图 4-23 大地电磁测深的实测曲线

此，曲线的畸变分析和定性图件的绘制，对测区地质构造特点的了解是有益的。

大地电磁测深曲线的分层解释，主要是利用电子计算机进行，其基本思路与直流电测深曲线解释基本一致。

图 4-24 是大兴安岭东坡大地电磁测深概查性路线测量结果。该工区处于中生代发展、新生

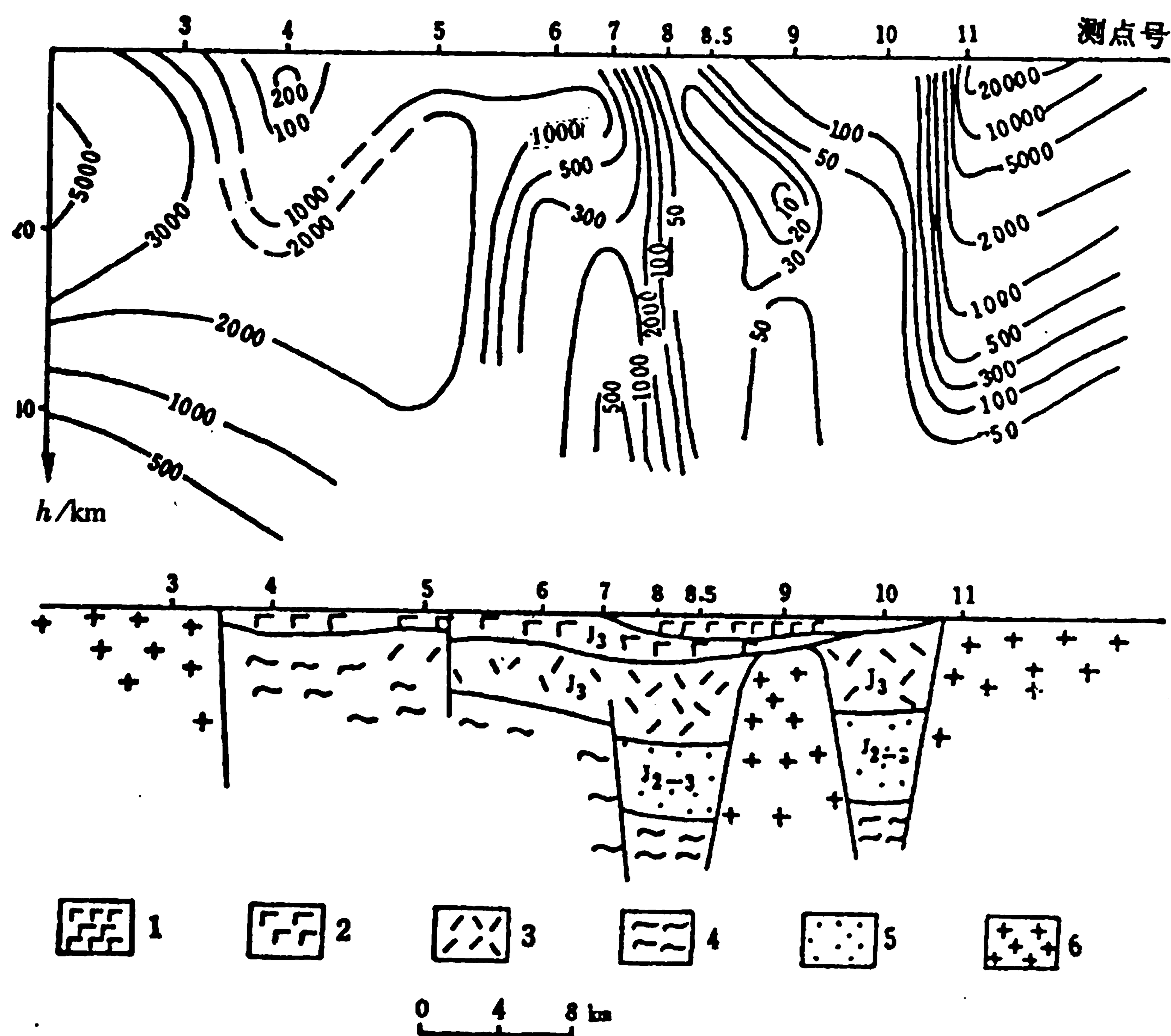



图 4-24 大兴安岭地区大地电磁测深综合剖面图

1——早白垩世玄武岩；2——晚侏罗世玄武岩；3——晚侏罗世流纹岩；
4——前寒武纪变质岩；5——晚侏罗世碎屑岩；6——花岗岩

代又继续活动的断陷区，该断陷区主要充填晚侏罗世的基性火山岩及早白垩世—晚第三纪玄武

岩，并零星分布有早白垩世的沉积岩和燕山期小侵入体。根据大地电磁测深曲线解释结果明显反映出盆地的范围是在4号和10号测点之间大约40 km的范围内。盆地两侧有元古代花岗岩直接出露，其基底解释为前震旦纪变质岩。剖面的西部呈缓坡，由一系列正断层形成。东部陡立，断陷深部较大。9号点处为花岗岩侵入体。可以看出解释结果明显地体现了该工区断陷盆地的特点。

## §4.6 利用人工场源的频率测深

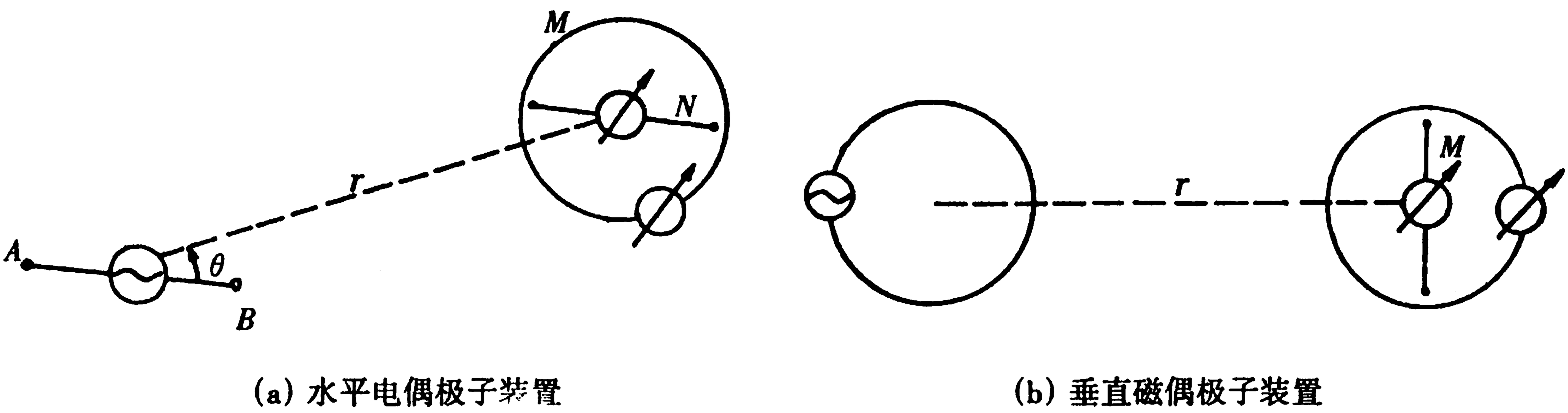
近年来，利用人工电磁场所进行的频率电磁测深法，在解决各类地质构造问题上获得了较好的地质效果。与直流电测深相比，具有生产效率高、分辨力强以及等值影响小的优点，尤其突出的是该法具有探测埋于高阻层之下的低阻层的能力。此外，在接地不便的沙漠区、坚硬岩石出露地块或厚层冻土区以及工业用电干扰较强的工区也能取得一定的效果。与大地电磁测深法相比，虽然该法需要电源消耗，但其场源强度及频率的可控性也带来不少优越之处，然而其勘探深度却远不及天然场源的大地电磁测深法。

### 一、人工电磁场

频率测深法像大地电磁测深法一样，也是依据不同频率电磁波在导电介质中具有不同穿透深度的性质，达到研究地层电阻率的垂向变化，解决地质构造问题。所不同的是频率测深法所利用和研究的场源是人工在地下建立的电磁场，其优越之处是场源具有可控性。

（一）人工电磁场的建立

人工电磁场的激发方式有两种，其中一种是利用接地电极A和B将交变电流送入地下，当*AB*距离不很大且与场源到测量电极*MN*之间距离相比小得多时（见图4-25（a）），由此而形成的电磁场就相当于水平电偶极子的场，该装置称为水平电偶极的装置。另一种激发装置为垂直磁偶极子装置。它是用不接地发射线框，即用导线在地表设置一线圈，在其中输入 交变电流，于是其周围便形成了电磁场，该场相当于垂直磁偶极子的场。这种装置要求其线圈直径与场源到测量装置之间的距离相比小得多，见图4-25（b）。




(a) 水平电偶极子装置　　(b) 垂直磁偶极子装置

**图4-25　频率测深的场源形式**

（二）人工电磁场的特点

上述地表电偶极及磁偶极场所产生的电磁波，均向四面八方传播。由于所用频率较低（几十～100 kHz），属于低频偶极子的场，对于地下绝大多数的非磁性导电介质而言，可以忽略位移电流的影响，视之为似稳定场，即在距场源较远的地段可认为电磁波的传播是以平面波的形式垂直

入射于地表面。

当测量电极位于供电偶极附近时，即“近区”观测，被测参数值仅取决于直接的感应因素，而不决定于地电断面参数。理论分析表明，当观测点（$MN$ 的中点）与供电偶极的中心之间的距离 $r$ 小于 0.1 倍波长 $\lambda$，即 $r<0.1\lambda$ 时，对勘探目的而言是毫无意义的。此时电场与直流电偶极子的场一样，磁场只与断面参数无关的正常偶极子场有关。只有当 $r>0.1\lambda$ 时，观测到的电场才与直流场有差别（变成具有平面电磁波的特征且垂直入射于地表面），磁场特点才开始与地电断面参数有关，而且极距 $r$ 越大，地电断面参数对被测电磁场的影响也越大。一般说来，电极距 $r$ 大于 6~8 倍研究深度时，即在“远区”观测时，才能明显反映地电断面参数对被测电磁场的影响。

比较水平电偶极与垂直磁偶极场发现，后者场强的衰减较前者快得多，使场的观测有困难。因此，在较大深度的探测中多采用电偶极场源。但由于磁偶极子场是用不接地线圈所形成，对某些地区还是适用的，故在解决浅层问题的探测中经常采用。

## 二、频率测深曲线

### （一）常用测量装置

频率测深法中，常用赤道偶极装置（即图 4-25（a）中 $\theta=90°$时的装置）观测电场的水平分量 $E_x$（$MN$ 平行于供电偶极方向）和磁场的垂直分量 $H_z$。当介质均匀时，电、磁场分量分别为

$$E_x = \frac{P\rho}{\pi r^3} \tag{4.31}$$

$$H_z = \frac{3}{\mathrm{i}w\mu_0}\frac{P\rho}{2\pi r^4} \quad 或\ B_z = \frac{1}{\mathrm{i}w}\frac{3P\rho}{2\pi r^4} \tag{4.32}$$

式中 $P=I\cdot AB$ 为偶极距，$I$ 为供电偶极 $AB$ 的供电电流，$\mu_0$为真空磁导率。

实际上，由测量偶极 $MN$ 观测到的是 $E_x$ 产生的电位差 $\Delta U_{E_x}$，所测磁场实际是 $H_z$ 分量的感应电动势 $\Delta E$（$=\mathrm{i}wanB$，常用 $\Delta U_{B_z}$代替）于是可写成如下电阻率表达式

$$\rho^{E_x} = K_{E_x}\frac{\Delta U_{E_x}}{I}, K_{E_x} = \frac{\pi r^3}{AB\cdot MN}$$

$$\rho^{B_z} = K_{B_z}\frac{\Delta U_{B_z}}{I}, K_{B_z} = \frac{2\pi r^4}{3ABan}$$

式中 $B$ 为磁感应强度，$a$ 为接收线圈的面积，$n$ 是线圈的匝数，$K_{E_x}$和 $K_{B_z}$分别是与供电、测量偶极距等有关的装置系数。

### （二）视电阻率测定

当地下介质导电性呈非均匀分布时，与直流电测深法一样引入视电阻率，其表达式为

$$|\rho_w^{E_x}| = \frac{\pi r^3}{AB\cdot MN}\frac{\Delta U_{E_x}}{I} \tag{4.33}$$

$$|\rho_w^{H_z}| = \frac{2\pi r^4}{2ABan}\frac{\Delta U_{B_z}}{I} \tag{4.34}$$

当用赤道偶极装置观测时，供电和测量偶极分别位于测深点（亦称记录点）的两侧。具体的作法是按预定的频率（简称频点）由高频到低频，逐频点通过供电极供电，在测定供电电流的同

时通过测量偶极和测量线圈分别测定 $\Delta U_{E_x}$ 和 $\Delta U_{B_z}$，并按(4.33)和(4.34)两式计算视电阻率。此外，通过被测讯号的相位与供电电流初始相位的比，还可得到电场相位差 $\Delta\varphi_E$ 和磁场相位差 $\Delta\varphi_B$。

实际工作中，为满足远区工作条件，又要得到具有明显幅度的曲线，应选择较大的极距，在目的层埋深为 $h$ 时，应满足如下条件：$r \geqslant (6-8)h$；$AB \leqslant \left(\frac{1}{3}-\frac{1}{5}\right)r$；$MN \leqslant \frac{r}{10}$ 以及测量线框边长 $l \leqslant \frac{r}{10}$。

实测的视电阻率 $\rho_\omega$ 曲线常绘于以 $\sqrt{T}$ 为横坐标（$T$ 为周期）、以 $\rho_\omega$ 为纵坐标的双对数坐标纸上。相位曲线则绘于 $\sqrt{T}$ 为横坐标（对数坐标）、$\Delta\varphi$ 为纵坐标（算术坐标）的单对数坐标系中。

**三、频率测深曲线的解释和实例**

频率测深曲线的解释与其它测深法视电阻率曲线的解释方法基本相同，可用量板法，也可用电子计算机进行，目前多采用后者。与大地电磁测深相比，频率测深野外资料不需复杂的处理过程就可获得实测曲线，并可直接进行解释。

根据频率测深的特点，适于高阻屏蔽下岩石导电性的研究，那是因为高阻层中电磁波衰减较小，勘探深度大。在前苏联用频率测深法研究基底构造的深度可达 20～30 km。图 4-26 是在乌克兰维尼茨地区，为研究结晶基底构造所测得的典型 K 型曲线，所用供电频率为 0.22～1 083 Hz，收发距为 4.15 km，解释结果发现了顶板埋深为 4 500 m 的良导电层。

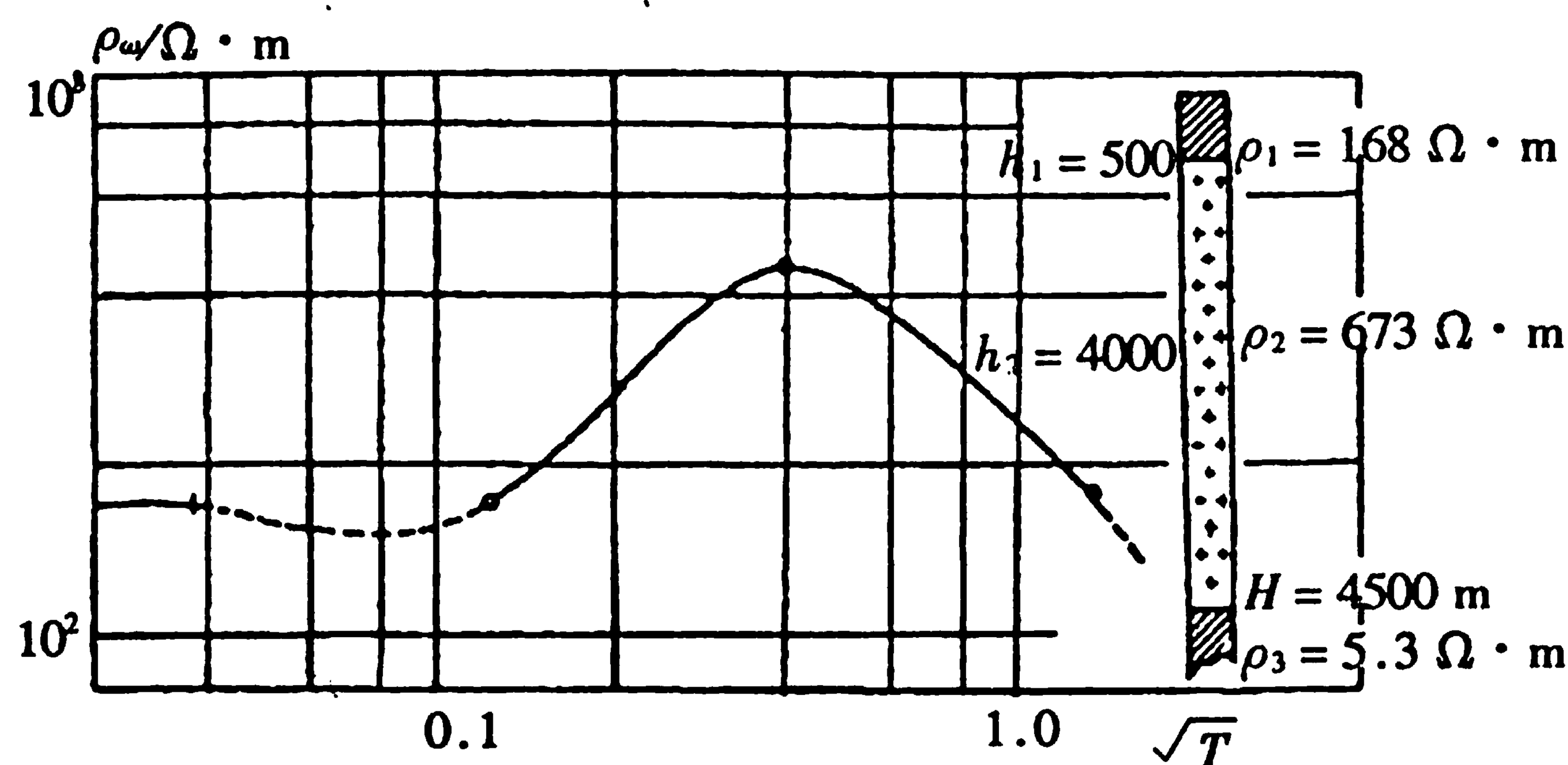


**图 4-26　维尼茨地区的 K 型频率测深曲线**

图 4-27 是二道白河到两江剖面频率测深的部分结果，其发收距为 2 900 m，视电阻率断面图较好地反映了该区地质构造特点，其中突出的是 13 号和 19 号两点处的断层，明显的标志是视电阻率等值线密集而陡立，而且两侧视电阻率值有明显差异。15 号曲线的解释结果为 $\rho_1 = 80\ \Omega\cdot\text{m}$，$\rho_2 = 25\ \Omega\cdot\text{m}$，$\rho_3 = 100\ \Omega\cdot\text{m}$，三个电性层分别与土门子组地层、白垩系地层及侏罗系地层相对应。此外，15 号点曲线反演得出的前两层总厚度为 750 m，与其附近 600 m 深钻孔未穿透白垩系地层的具体情况相对照，说明上述解释是基本符合实际的。

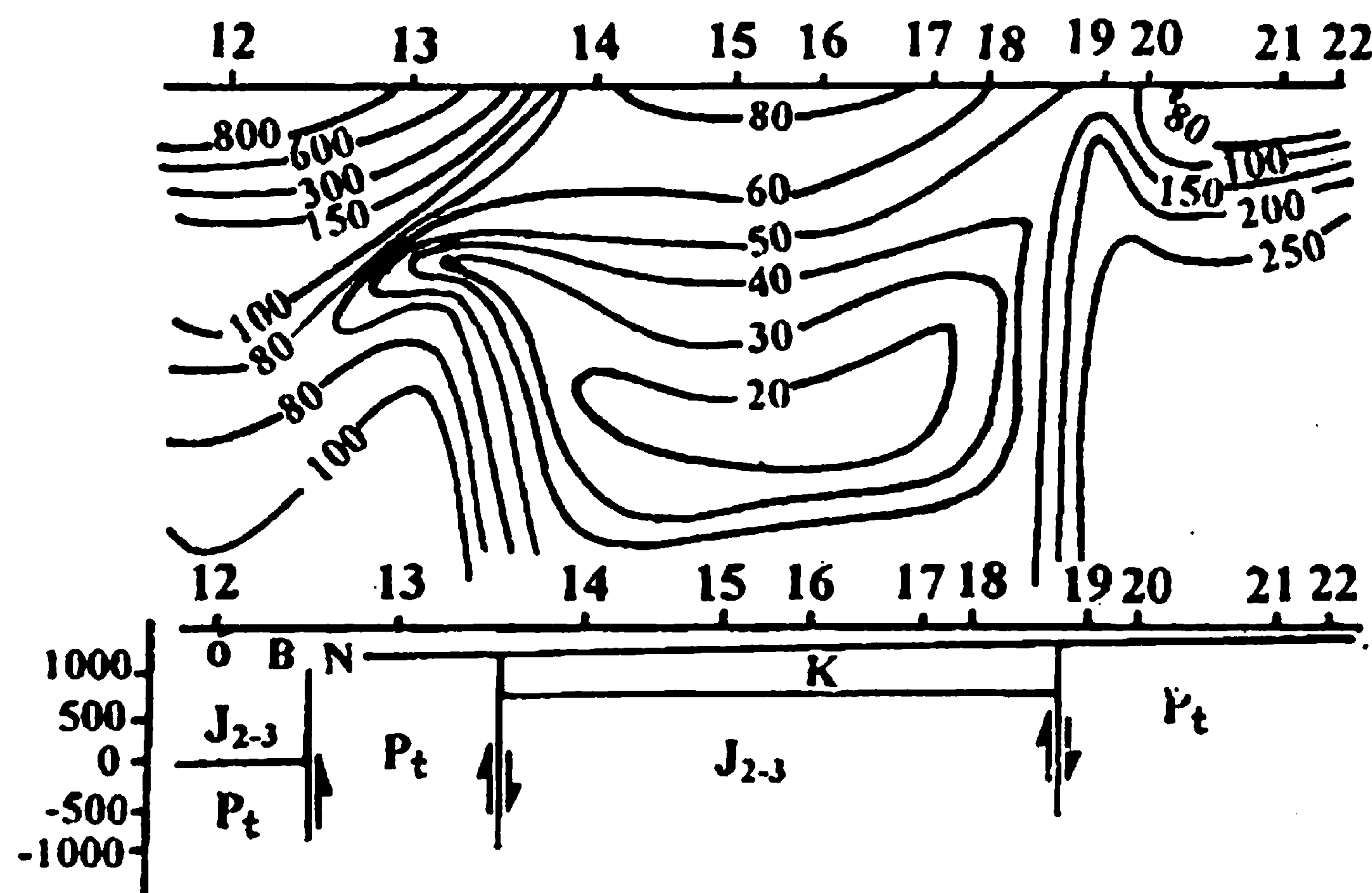


**图 4-27　二道白河 - 两江频率测深成果**

# 第五章　天然地震

人类的家园——地球，这颗美丽的蔚蓝色星球看上去外表宁静、温和，但内心燥动、炽热。她背负着我们一刻不停地旋转着、震动着。据统计，全球每年平均发生大小地震约五百万次，虽然其中的大地震很少，但破坏力十分巨大，它可以在一瞬间摧毁人类千百年创建的物质文明，造成数万人的伤亡。1976年7月28日唐山7.8级地震，致使极震区95%的建筑物倒塌，生命线工程全部毁坏，死亡24万多人。1995年1月7日日本板神7.2级地震的经济损失高达1 000多亿美元。这些，在人们心目中刻下难以磨灭的悲惨印记。因而，地震以其灾害之惨重，影响之深广而居群灾之首。

中国是一个多地震的国家，地震分布范围极广。20世纪共发生死亡千人以上的地震30余次，死亡60多万人，占全球地震罹难人数的1/2，经济损失达几百亿元人民币，给我国经济建设和人民生命财产造成巨大损失。

事物是一分为二的，强烈地震释放出来的能量虽然造成震中附近地区的破坏，但在整个地球内传播的弹性波，向人类传递着地球介质的信息。正如一位外国学者所比喻的那样："可以把地震比作一盏灯，它点燃的时间虽然很短，却照亮了地球内部，从而使我们能观察到那里发生了些什么……"迄今为止，人类对地球内部的认识主要来自地震波。地震学家通过对大量地震观测资料的分析研究，确立了现今地球的构造模型。

## §5.1　地震的成因与分布

### 一、地震学常用基本概念

地震，就是人们平常所说的地动。一般地，它是地下深处岩层断裂错动引起的。地震是一种很普通的自然现象，像刮风下雨一样寻常。地球上每天都有地震发生，而且多到一天就要发生一万多次，一年约有五百万次，但其中绝大多数地震很小，人们感觉不到，只有用灵敏度极高的地震仪才能记录到。

为方便后续课程学习，下面先简略介绍地震学中常用的几个基本概念。

**震源**　地震时，地下深处最先开始震动的地方称为震源，见图5-1中的 $O$。实际上震源是具有一定空间范围的区域。

**震中**　震源在地面上的垂直投影称为震中，记作 $E$(图5-1)，一般以经、纬度表示。震中附近的地区叫震中区。发生强烈地震时，破坏最严重的地区叫极震区。

**震中距**　地面上任何一个地方到震中的距离称为震中距，常以 $\Delta$ 表示，单位是 km。$\Delta <$ 1 000 km 的地震称为近震；$\Delta >$ 1 000 km 的地震称为远震。对于远震，有时用 $\Delta$ 所对的地心张角 $\theta$ 表示，单位是度，见图 5-1。

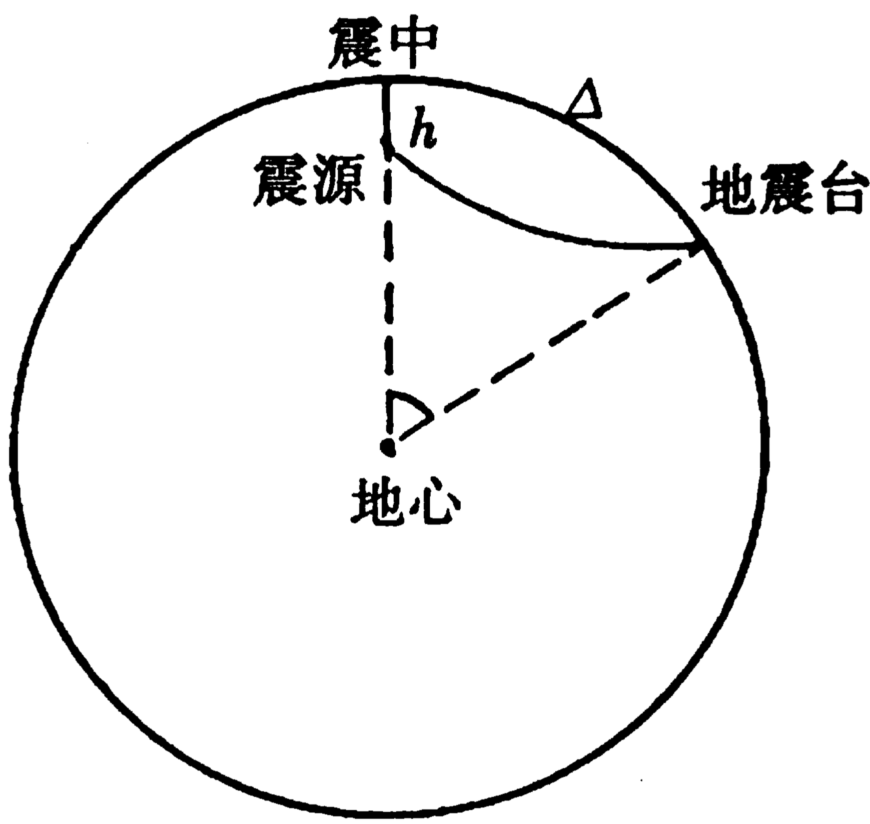



**图 5-1　地震(空间)参数示意图**

**震源深度**　把震源看作一个点，则震源到地面的垂直距离叫震源深度，通常以 $h$ 表示(图 5-1)。按震源深度不同，可分为：

浅源地震——震源深度为 0 ~ 70 km。

中源地震——震源深度在 70 ~ 300 km。

深源地震——震源深度超过 300 km。

**发震时刻**　地震发生的时间称为发震时刻，指震源断层最初开始破裂和错动的瞬间。

**地震震级**　反映地震本身大小的等级划分叫震级，它与地震释放能量多少有关。释放的能量越多，震级就越大。震级是依地震仪记录的地震波振幅按一定公式计算出来的，通常用字母 $M$ 表示。根据地震强弱程度，可分为：

超微震——$M < 1$ 级；

微　震——$1 \leqslant M < 3$ 级；

小　震——$3 \leqslant M < 5$ 级，又称弱震；

中　震——$5 \leqslant M < 7$ 级，又称强震；

大地震——$M \geqslant 7$ 级。

一般情况下，小于 3 级的地震人们感觉不到，3 级以上才有感觉，故称为有感地震；5 级以上便能造成破坏，统称为破坏性地震或强烈地震。迄今为止，世界上记录到的最大震级是 8.9 级。

各级地震通过地震波释放的能量参见表 5-1。

**表 5-1　各级地震的能量**

| 震　　级 | 能　　量/J | 震　　级 | 能　　量/J |
|---|---|---|---|
| 0 | $6.3\times10^{4}$ | 5 | $2.0\times10^{12}$ |
| 1 | $2.0\times10^{6}$ | 6 | $6.3\times10^{13}$ |
| 2 | $6.3\times10^{7}$ | 7 | $2{\cdot}0\times10^{15}$ |
| 3 | $2.0\times10^{9}$ | 8 | $6.3\times10^{16}$ |
| 4 | $6.3\times10^{10}$ | 8.9 | $1.4\times10^{18}$ |

震级每差 0.1 级，能量约差 1.4 倍；差 1.0 级时，则能量相差 $(1.4)^{10}$ 倍（约为 30 倍）。

在坚硬的花岗岩中，用二三千吨炸药爆炸，相当于一个4级地震；用二三万吨炸药爆炸，仅相当于一个5级地震；用三四十万吨炸药爆炸也只有一个6级地震那么大。一个8.5级地震释放的能量，相当于一座年发电为122.5万千瓦的水电站八九年的发电总量。可见，地震释放的能量是十分巨大的。

**地震烈度** 是指地震时地面及各种建筑物受到的影响或破坏程度。地震烈度是按一定宏观标准确定的，通常用字母I表示。影响地震烈度大小的因素有地震等级、震源深度、震中距离以及地质构造条件等。

震级和烈度均是表示地震强弱的量度，但它们既有区别，又有联系。一次地震只有一个震级，但有若干烈度。在不同的地区，烈度大小是不一样的。

目前我国使用的是十二度地震烈度表。其烈度标准大致如下：

Ⅰ至Ⅱ度：人们一般感觉不到，只有地震仪才能记录到。

Ⅲ　　度：室内少数人能感到轻微的震动。

Ⅳ至Ⅴ度：人们有不同程度的感觉，室内器、物有摆动和有尘土掉落现象。

Ⅵ　　度：人行走不稳，器皿倾斜，房屋出现裂缝，少数受到破坏。

Ⅶ至Ⅷ度：人站立不住，大部分房屋遭到破坏，高大的烟囱可能断裂，偶有喷沙冒水现象。

Ⅸ至Ⅹ度：房屋严重毁坏，地表裂缝很多，湖泊、水库中有大浪出现，部分铁轨弯曲变形。

Ⅺ至Ⅻ度：房屋普遍倒塌，地面形变与裂缝明显；人员伤亡惨重，财产损失严重。

## 二、地震的类型与成因

### （一）地震的类型

天然地震是由于自然界本身的一些原因引发的。自然界引起地震的因素很多，根据成因的不同大致可分为构造地震、火山地震、塌陷地震和诱发地震四种类型。

1. 构造地震

构造地震是地球岩石圈构造变动表现形式之一，是在瞬间完成的一种构造过程。具体说，是地下局部岩石层在构造力作用下发生变形，当积累的应力超过其抵抗强度或构造再活动的条件时，快速发生破裂和错动，产生的弹性波传到地表即引起地面震动，见图5-2。

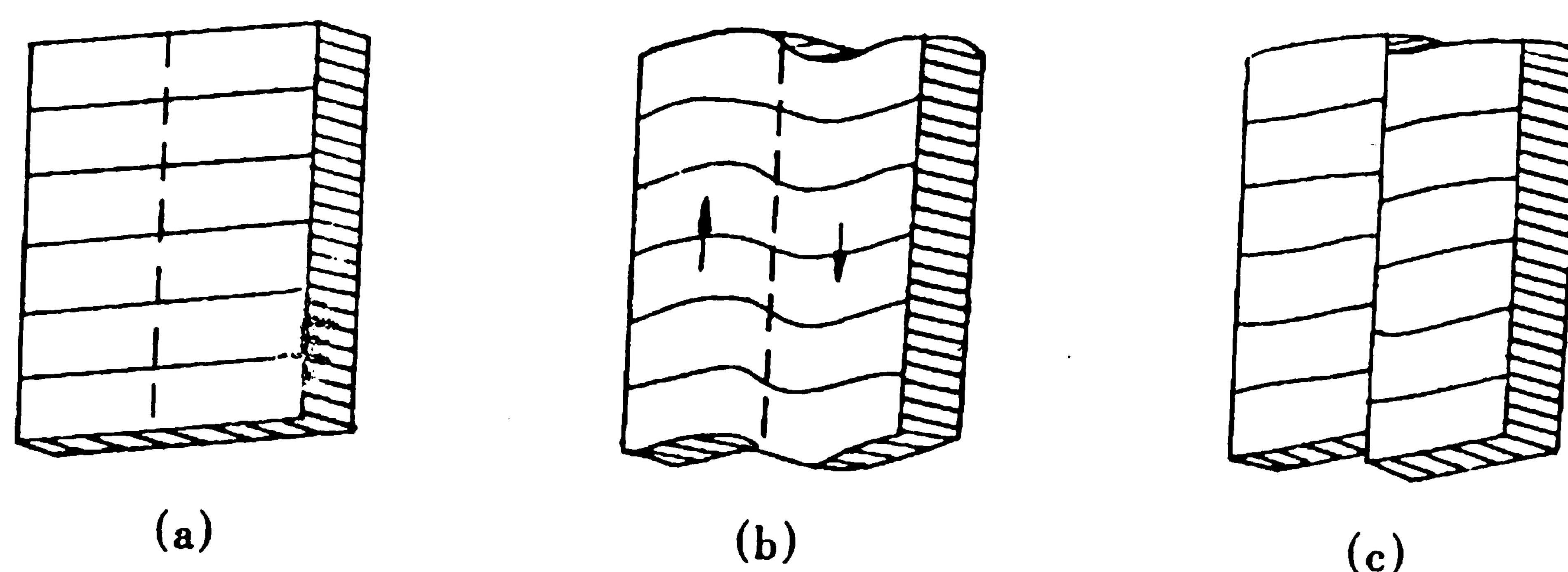



**图5-2　构造地震成因示意图**

(a) 应变前的水平岩层；(b) 岩层受应力作用弯曲变形；(c) 应力超过弹性限度，岩层破裂错动，产生地震

地震常沿已有的老断裂带发生。如 1970 年 1 月 5 日云南通海发生的 7.7 级地震和 1973 年 2 月 6 日四川炉霍的 7.6 级地震，均是老断裂再次活动引起的。

以上这些由于断裂活动而引起的地震即为构造地震。构造地震的破坏性最大，影响范围最广，数量也最多，约占地震总数的 90%。

2. 火山地震

火山地震是由火山活动引起的地震。具体的可以是火山喷发前地下岩浆的涌动和冲击引起的地面震动，或是火山爆发期间地下岩浆和气体喷出时引起的地震。此外，火山活动也可以触发火山地区的构造地震。在世界一些著名的火山地区都能观测到与火山活动有关的地震。火山地震一般强度都不大，波及的范围也很小。火山地区的地震，也并不是都与火山活动有关，但是这些地震对火山喷发也起激发作用。火山地震在我国很少见，主要分布在日本、印度尼西和南美等地，约占地震总数的 7%左右。

3. 塌陷地震

这类地震主要是受重力作用引起的。如洞穴陷落和矿井塌方等均能引起轻微地震。在石灰岩广泛分布的地区，由于石灰岩易被地下水溶蚀，时间长了便形成大的溶洞或地下暗河。当其承受不住上方岩层的重量时，顶部岩层就塌落下来，引起地面震动。一些矿区的废旧矿井与坑道，支撑不住上部地层压力时，突然坍塌，亦会引起轻微地震。

此外，巨大质量的自然物体突然冲击地面，如山崩、滑坡以及大块陨石坠落等均可引起轻微地面震动。

崩塌地震能量很小，次数也不多，仅占地震总数的 3%。

4. 诱发地震

诱发地震是指由于人类某种活动而导致发生的地震。这类地震形成的原因是个别地壳构造应力处于相对平衡的地区，因进行水库蓄水、深井注水、地下核试验与工业大爆破等破坏了原来的稳定状态，诱发一系列小地震。这些地震大都是在上述某种活动之后的一段时间内才发生。此类地震的发生主要还是与该地区的地质构造条件有关，人类活动仅起触发作用。

诱发地震中的水库地震最为引人注意，因为它比较常见且有时能达到较高的震级而造成一定的破坏。世界上有不少国家的水库发生过水库地震，记录到的最大震级是 6.5 级。我国广东新丰江水库自 1959 年 10 月建成蓄水后就经常发生地震，其中最大一次是 1962 年 3 月 19 日的 6.1 级地震。

对构造地震成因的解释除上述断层说外，还有相变说和岩浆冲击说。断层说能较好地解释浅源地震；相变说一般用以解释深源地震；岩浆冲击说对解释中、深源地震和火山地震有一定道理。

（二）关于地震的动力来源

通常所说的地震，多指构造地震。引发构造地震的动力实际上也是地球构造运动的动力来源问题，这是地球科学的根本问题之一。对此有各种解释，目前说服力较强的有地幔热物质对流说（简称地幔对流说）和地球自转速度变化说。

1. 地幔对流说

目前，多数人认为地幔热对流作用是地球构造运动的主要动力。因上地幔软流圈中的物质呈塑性状态，在温度和密度不均匀的情况下，就会发生缓慢流动。地幔下部的物质受高温

地核加热，温度升高，密度减小，质量变轻。上升后，在岩石层底部水平运动，这部分物质的热逐渐散失，冷却后变重下沉，由此形成地幔对流，如图 5-3 所示。当热物质上升后沿水平方向移动时，必将拖曳上部刚性岩石层随之一起运动。这样，一些地区的上部岩石层就会发生挤压或拉张，形成褶皱或断裂，这是地震动力的一种解释。

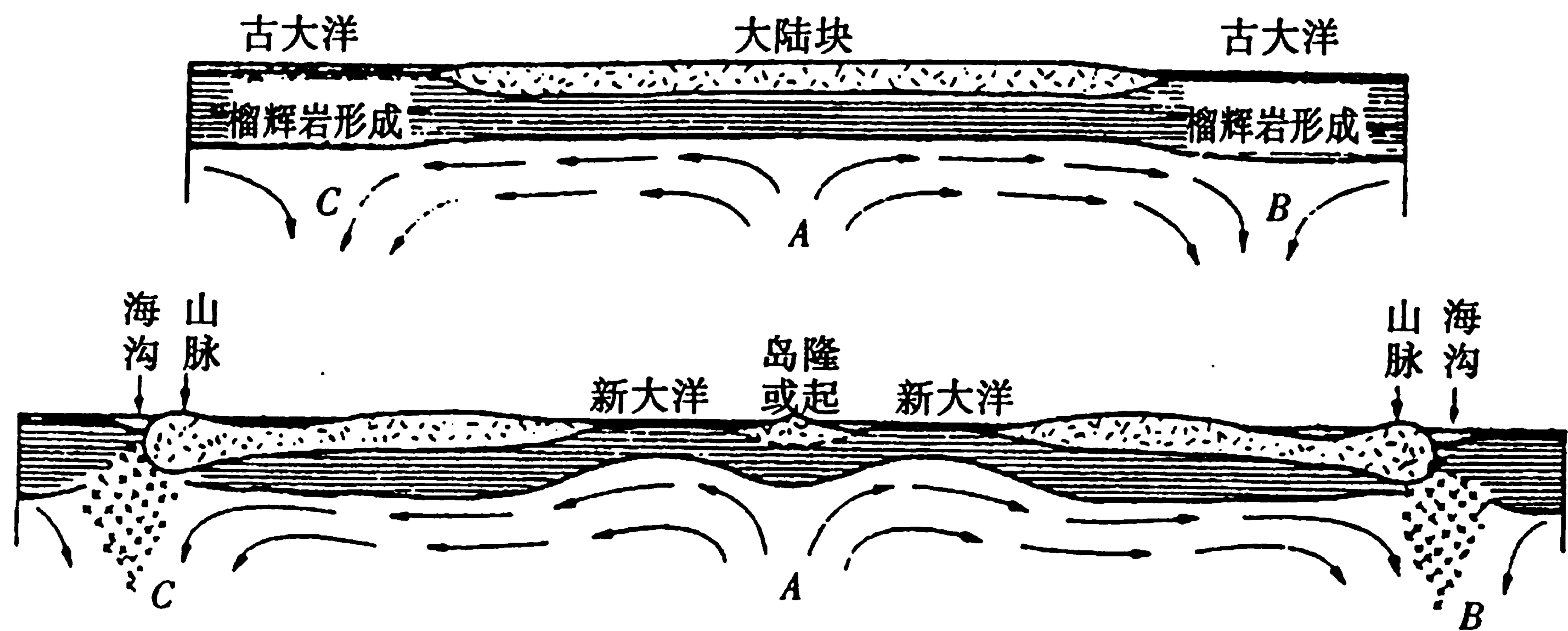



图 5-3　地幔对流机制示意图

地幔内部温度升高的原因，一是放射性元素蜕变产生的巨大热能；二是重力分异作用，地幔中重的物质向地心集中，地核生长，释放出来的重力能转化为热能。

根据地幔热对流的观点，由于对流作用在时间和空间上是不连续的，因此引起构造运动的活跃期与平静期的相间出现，并且往往平静期的时间较活跃期长。这就导致地震活动性也相应地出现活跃与平静的时期。

2．地球自转速度变化说

地球自转速度变化说是我国著名地质学家李四光教授于 1926 年创立的。他经过长期调查研究和实验，认为地壳中的褶皱、断裂等各种构造形迹的空间分布和排列特征，是地应力作用的结果，彼此不是孤立的，而有着内在联系。在多次构造运动中，地应力以各种方式作用于不同力学性质的岩体，形成各种构造体系。并总结出构造运动以水平运动为主，垂直运动是水平运动派生的。水平运动以南北向和东西向为两个主导方向。构造运动力是由于地球自转角速度变化引起的。

地球自转时产生巨大的惯性离心力，惯性离心力的垂直分力与地球重力相抵消，其水平分力则驱使南、北半球高纬度地区的表层物质向赤道方向运移，所以地球呈椭球形状。

长期观测的结果表明，地球自转的速度是变化的，时快时慢。当自转速度增大时，物质向赤道方向运移；自转速度减小时，物质向两极方向运移。同时产生南北向的构造力，形成纬向构造。

另外，地球自转速度变化的同时，还产生一种与自转方向相反的惯性力，就像汽车变速时乘客会前仰后合一样，引起东西向的水平挤压或拉张，形成经向构造。

至于地球自转速度为什么会变化？其原因比较复杂，影响因素也很多，但不外乎地球内部和外部两个方面。属于前者的，像由于地球内部物质运动引起质量分布的变化，必然使自转速度改变。重物质向地心相对集中时，会使旋转速度加快，反之，速度则会减慢。另外，一次强烈的地震或大量的岩浆喷发都能引起地球自转速度的改变。由外界影响引起地球自转速度改变的有日、月等天体对地球的引力和大气的流动等等。

最后应当指出，关于构造运动的原动力问题，是地质学中最根本和亟待回答的问题之

一。除上述两种观点外还有许多其它的解释，但以这两种占主导地位。当然这两种观点也不是完美无缺的，仍有不少问题有待商讨。

## 三、地震的地理分布

地震并不是均匀地分布于地球的各个部位，它受一定的地质构造条件控制，发生在一些特定的区域或地带。地震相对较多的地区称为地震区，其中地震活动相对密集且强烈的地带称地震带。

### （一）世界地震的分布

全球性的地震带有三个：环太平洋地震带、地中海—南亚地震带和海岭地震带。见图 5-4（a）。

#### 1. 环太平洋地震带

环太平洋地震带的分布范围，由太平洋北端的阿留申群岛开始，一支向东经美国阿拉斯加，再转向东南沿北美、南美洲西海岸，最后从南美洲南端经福克兰和南乔治亚岛，止于南安的列斯环。另一支则向西经堪察加半岛，再转向西南沿千岛群岛至日本，然后分成两支。其中一支向南经马里亚纳群岛至伊里安岛。另一分支向西南经琉球群岛、我国台湾省、菲律宾、印度尼西亚至伊里安岛，两支在此汇合后经所罗门、汤加至新西兰。

环太平洋地震带是地球上地震活动最强烈的地带。全世界约 80% 的浅源地震，90% 的中源地震和几乎所有的深源地震都集中在这里，见图 5-4(b)。释放的能量约占全球所有地震释放能量的 76%，但其面积仅占世界地震区总面积的一半。

#### 2. 地中海—南亚地震带

地中海—南亚地震带主要分布于欧亚大陆，所以又称欧亚地震带。该带西起大西洋亚速尔群岛，经地中海北岸、伊朗、帕米尔高原和喜马拉雅地区，转向南经印度支那半岛西部至印度尼西亚再转向东，与环太平洋地震带相接，总长约 15 000 km。

地中海—南亚地震带的地震活动性仅次于环太平洋地震带，释放能量占全球地震释放能量的 22%。该带以浅源地震为主，由于它大多分布于陆地上，所以常造成很大的灾害。

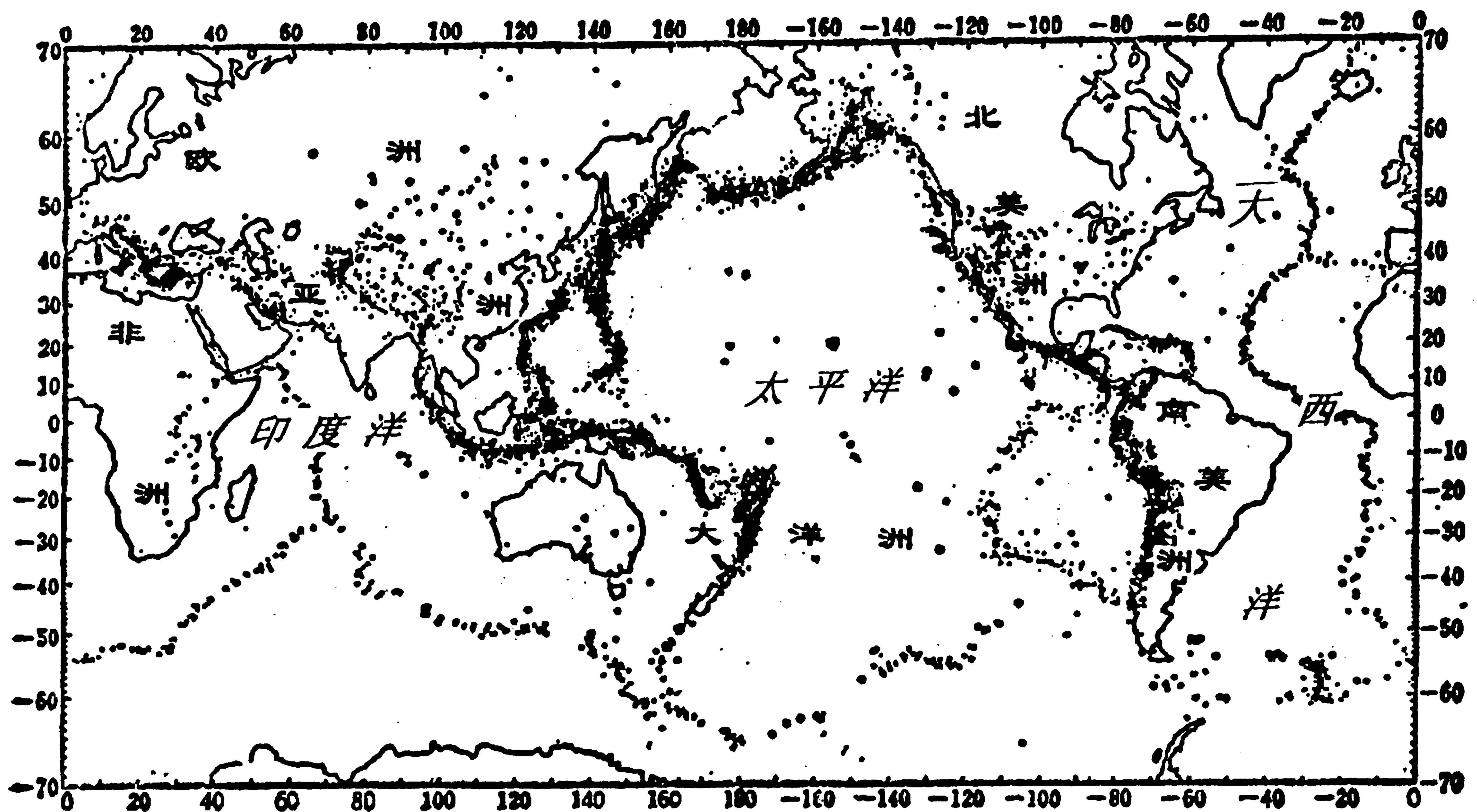
#### 3. 海岭地震带

在太平洋东南部，大西洋和印度洋中间的海底山脉，即所谓海岭一带，也有一定数量的地震呈带状密集分布。海岭地震带的特点是宽度很窄，一般只有数十千米。海岭地震的次数虽然不少，但强度都不大，且皆为浅震。

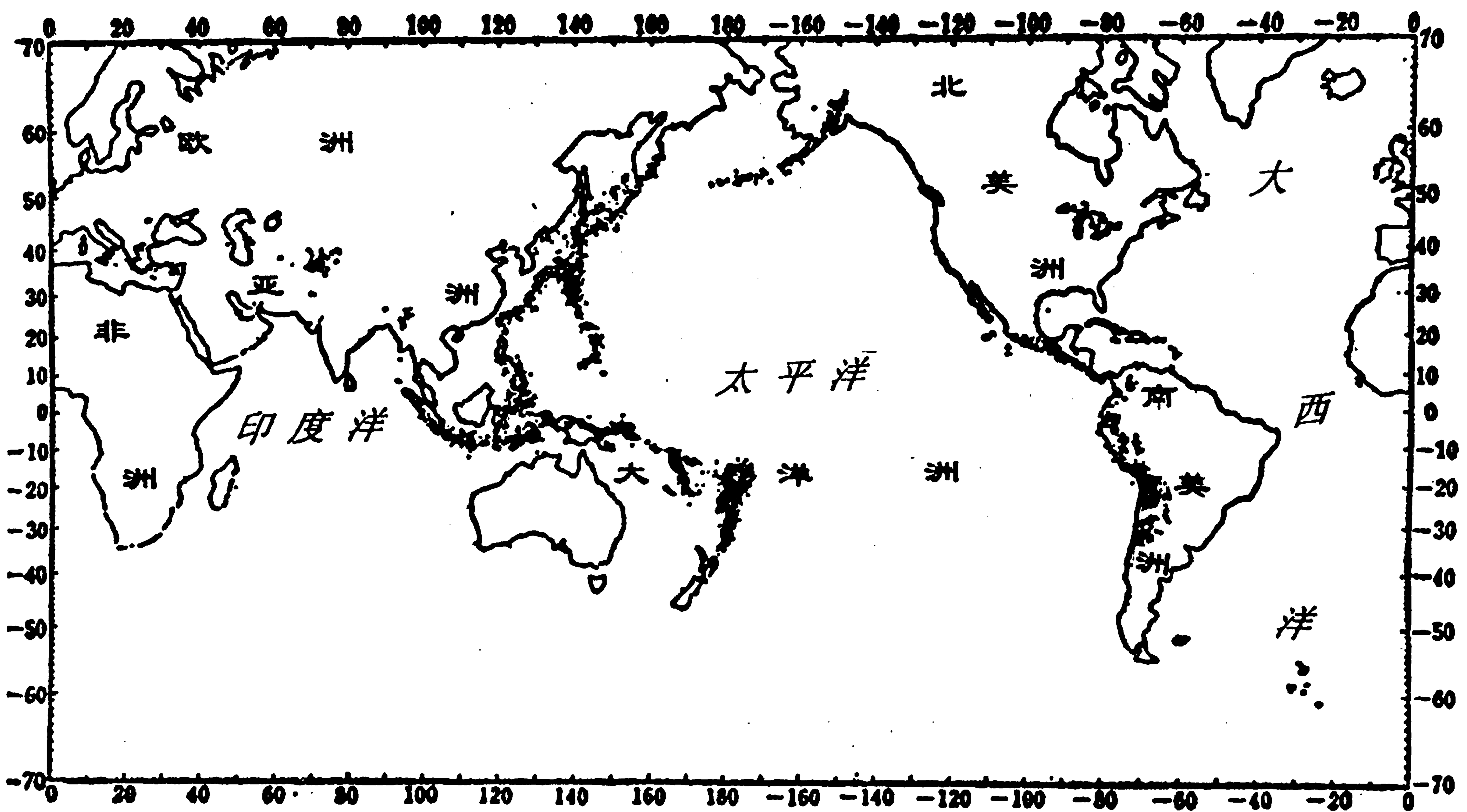
除上述三大地震带外，还有一些规模比较小的大陆裂谷系地震带，它们多由一些区域性大断裂组成，有时表现为地堑形式。像东非裂谷、红海—亚丁湾—死海裂谷、贝加尔湖地堑等。此外欧洲莱茵地堑，太平洋的夏威夷岛也属于这种类型的地震带，带内的地震均为浅震。

### （二）中国地震的分布

中国是世界上地震较多的国家之一，这主要与其所处的地质构造环境有关。中国位于欧亚板块东南部，受印度洋板块、欧亚板块、太平洋板块和菲律宾板块挟持。同时，在其东面有环太平洋地震带的西太平洋地震带通过，西部和西南边界是地中海—南亚地震带经过的地方。由此看来，我国处世界上两个最活动的地震带之间，有些地区本身就是这两个地震带的




(a)浅源地震




(b)深源地震

图 5-4　世界地震震中分布略图

组成部分，并且广大地区都受它们的影响。因而我国的地震活动不仅频繁而且强烈。根据地震活动的强度和频度，大致可分以下三种情况：

（1）地震活动强烈的地区。包括台湾、西藏、新疆、甘肃、青海、云南、宁夏、四川西部等省区。这些地区除少数地方历史记载较早以外，大部分地区由于人烟稀少，只从 1900

年后才有记录。近百年来，中强地震一再发生，在强度和频度方面已大大超过其它地区，是我国地震活动最显著的地区，占全国地震总数的 80%。

(2) 地震活动中等的地区。强震可达 7～8 级，但频度较低。属于这种情况的有河北、山西、陕西关中地区，山东、辽宁南部、吉林延吉地区、安徽中部、福建—广东沿海地区及广西等省区。占全国地震的 15%。

(3) 地震活动较弱的地区。仅偶而发生破坏性地震，最大震级只有 6 级左右，强震间隔时间也较长，一般都在百年以上。属于这类的省区有江苏、浙江、江西、湖南、湖北、河南、贵州、四川东部、黑龙江、吉林及内蒙古的大部分。占全国地震的 5%左右。

应当指出，上述地震活动性分区是按我国行政区划考虑的，但地震的分布是受地质构造控制，集中在一些特定的区域或条带。因此，即使第一类地区的地震分布也不是均匀的，有的地段相对集中，有的地方则很零散。

总的来说，中国西部地区的地震活动性比东部强。西部地震主要沿强烈隆起的青藏高原四周、横断山脉、天山南北麓、祁连山一带。东部地震则主要发生在强烈凹陷下沉的平原或断陷盆地，以及近期活动的大断裂带附近，如汾渭地堑、河北平原、郯城—庐江大断裂带等，见图 5-5。

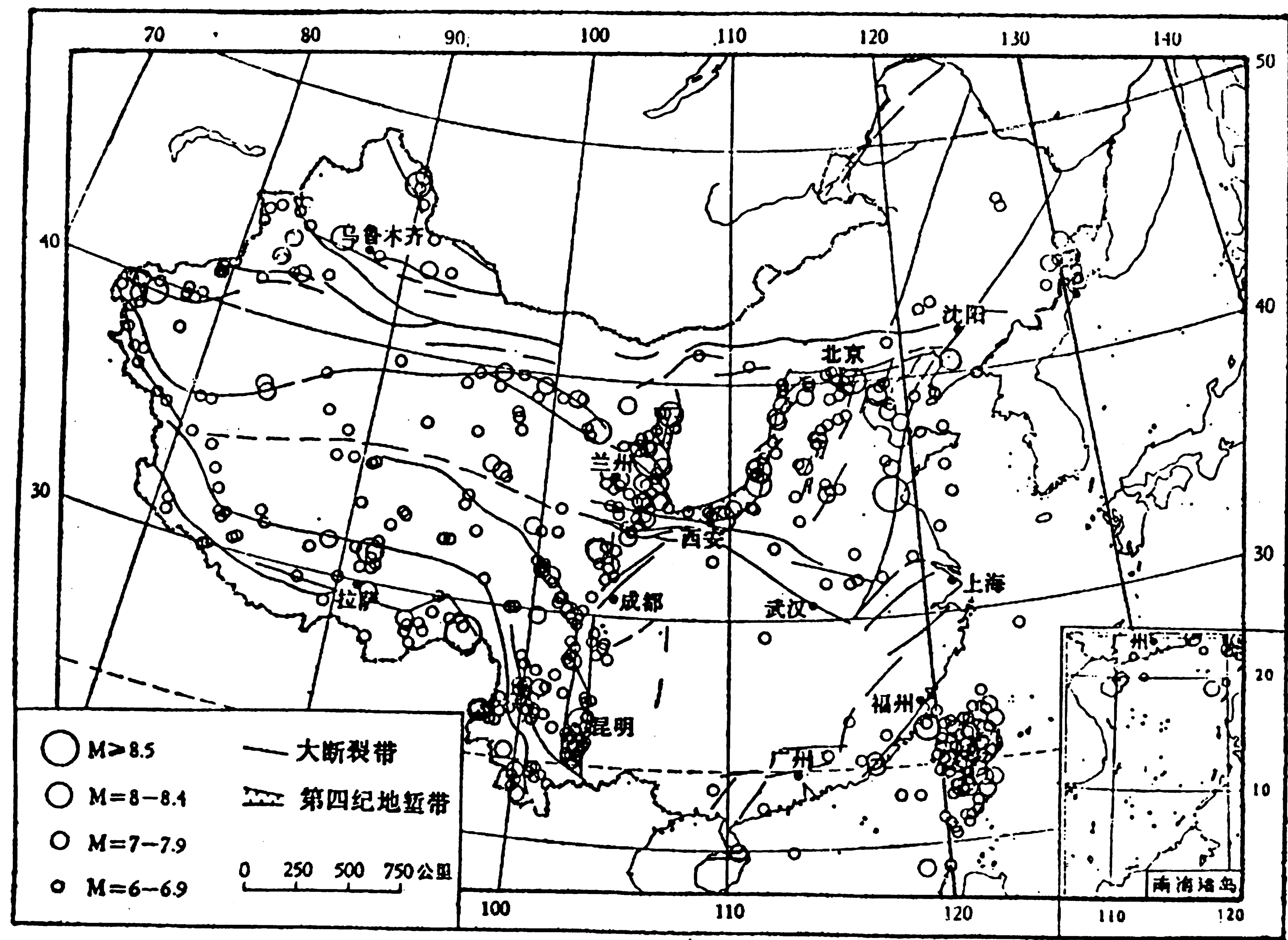



图 5-5 中国地震($M \geq 6$)震中分布略图

我国境内发生的地震，绝大部分属浅源地震，震源在地壳中。中源地震分布于三处：一处是我国台湾东部沿海，如基隆东北、宜兰及花莲以东的海中；另一处是西藏雅鲁藏布江以南的江孜、错那等地区；再一处是新疆西南部的塔尔库尔干、麻扎一带。深源地震仅分布于

吉林省和黑龙江省东部交界处的安图、珲春、穆棱、东宁和牡丹江一带，震源深度一般为400～600 km。

根据我国的地震活动情况及其与地质构造的联系，地震工作者划分出26个地震带。

（三）地震活动与地质构造

由于天然地震是地球岩石层构造运动的表现之一，因而地震活动与地质构造，特别是与新构造和现代构造运动有着密切的关系。

1912年魏格纳提出，大约在两亿年前，地球上现有的大陆——欧亚大陆、美洲、非洲、南极洲和澳大利亚彼此是连在一起的，称为泛大陆，又称联合古陆。围绕泛大陆的称为泛大洋。到了中生代，泛大陆开始分裂和漂移，逐渐形成了现代全球大陆和大洋分布的格局，被海岭、海沟和转换断层分割成太平洋板块、欧亚板块、印度板块、非洲板块、美洲板块和南极洲板块6个大板块。

地球最上部是坚硬的岩石层，其下是软流层，对流就发生在该层。板块构造学说认为，地球岩石层构造运动是地幔热物质对流带动上覆板块运动相互作用引起的。从海岭向两边扩张，在海沟处下沉。

地震主要发生在不同板块之间的衔接地带，如洋脊、海沟岛弧等板块边界都是地震活动带。在海岭地带、大陆裂谷带和转换断层上，地震呈条带分布，主要是浅源地震，活动水平较低，强度也较小，很少有超过5级的；在海沟岛弧地区，地震活动水平较高，强度也大，地震带较宽，浅、中、深源地震都有，并且由海沟向大陆一侧呈有规律分布。环太平洋地震带就是如此。

由图5-4（a）可以看出，全球地震带的分布与板块的边界非常一致，并且某些板块边界的划分就是依据地震活动的资料确定的，有的中脊裂谷体系亦是根据地震活动才发现的。全球地震能量的95%左右是在板块边界释放的。可见，不同板块在边界上的相互作用是引起地震的基本成因之一。

不仅地震带的分布与板块边界符合，而且震源机制给出的相对运动方向也与板块构造学说所提出的板块运动方向一致。

根据上述地震空间分布与板块构造的关系可以看出，大地震带常位于不同地壳块体的接合带上。按它们之间接触关系的不同，有下面几种类型：

1. 不同性质的地壳互相衔接地带

海洋与大陆交界的地带属于这种类型。如太平洋四周的大洋型地壳分别与亚、澳、美及南极洲等不同的大陆型地壳相接，形成一个规模巨大的地壳破裂带。由于不同性质地壳间的互相运动，造成在这个破裂带能量易于聚集和释放的条件。

2. 性质相同的不同地壳块体的接合带

喜马拉雅至地中海一带是沿东西方向的南北两个大陆型地壳的接合带。由于北部的亚欧大陆地壳与南部的冈瓦纳大陆地壳彼此顶撞，形成强烈的挤压带，北部的块体上冲于冈瓦纳大陆之上，造成强烈的地形隆起，成为世界上大陆地壳最厚、地形最高的地区，并在该接合带形成了地球上另一个强震集中的地段。

3. 相同性质的地壳彼此分离的地带

大洋中脊和中隆所形成的地震带属这类地带。该带至今仍活动着的大断裂带，是海洋地

壳张性裂隙的发展，其错开的断距越大，地震活动性也就越强。

4. 大陆地壳内的巨型构造活动带

这些活动带与地震的关系也极为密切，是断裂构造活动的结果，一般均具有较长时间的发展历史，并且现在仍在活动着。这种地震在我国境内，中亚地区，北美大陆及东非地堑系内均有分布，均为浅震。

在活动构造带上，下列一些部位构造比较脆弱，应力易于集中，容易发生地震：

(1) 活动断裂带曲折最突出的部位；

(2) 活动断裂带的两端；

(3) 活动断裂带的交叉部位。

## §5.2 地震波与地球内部结构

### 一、近地震波与地壳构造

在近震情况下，因涉及的范围小，地震波传播距离短，射线穿透的深度也浅，一般将地面和地壳中的界面近似看作平面，地壳介质视为均匀和各向同性的。这样，地震波的传播路径就视为直线。

地壳为单层模型且震源在地壳中时，一般记录到的地震波主要有直达波、反射波和绕射波。具有不同振动性质或不同传播路径的地震波在地震图上的表现称震相。不同振动性质是指例如纵波、横波及各种面波等。不同传播路径则是指由震源出发，直接抵达地面或经地球内部界面反射、折射以及转换后到达地面接收点的各种波。

地震波从震源到观测台站的整个旅行时间称为地震波的走时。把某一地震波的走时与震中距的数据点在直角坐标上描绘成的曲线，称为走时曲线（或时距曲线）。

1. 直达波

近震直达波的传播路径见图 5-6 中的 $OS$，一般记作$\overline{\mathrm{P}}$、$\overline{\mathrm{S}}$。其走时方程

$$t = \frac{\sqrt{\Delta^2 + h^2}}{v_1} \tag{5.1}$$

式中，$\Delta$ 为震中距离，$h$ 为震源深度，$v_1$ 为直达波在地壳中的波速。

当 $\Delta = 0$ 时，$t = \frac{h}{v_1}$。令 $t_0 = \frac{h}{v_1}$，则（5.1）式可写成

$$\frac{t^2}{t_0^2} - \frac{\Delta^2}{h^2} = 1$$

可见，直达波的走时曲线是双曲线，见图 5-7。当 $h \ll \Delta$ 时，(5.1)式

$$t \approx \frac{\Delta}{v_1}$$

是双曲线的渐近线。当 $h = 0$ 时

$$t = \frac{\Delta}{v_1}$$

它是通过坐标原点的直线。

2. 反射波

图 5-6 中沿 $OC \to CS$ 路径传播的即为莫霍界面上的反射波，记为 $P_{11}$、$S_{11}$。因

$$O'C = OC$$

$$O'E = 2H - h$$

容易看出其走时方程

$$t = \frac{\sqrt{\Delta^2 + (2H - h)^2}}{v_1} \tag{5.2}$$

当 $\Delta = 0$ 时，$t = \frac{2H - h}{v_1}$，令 $t_0 = \frac{2H - h}{v_1}$，则 (5.2) 式可写成

$$\frac{t^2}{t_0^2} - \frac{\Delta^2}{(2H - h)^2} = 1$$

即反射波走时曲线亦呈双曲线形式，见图 5-7。

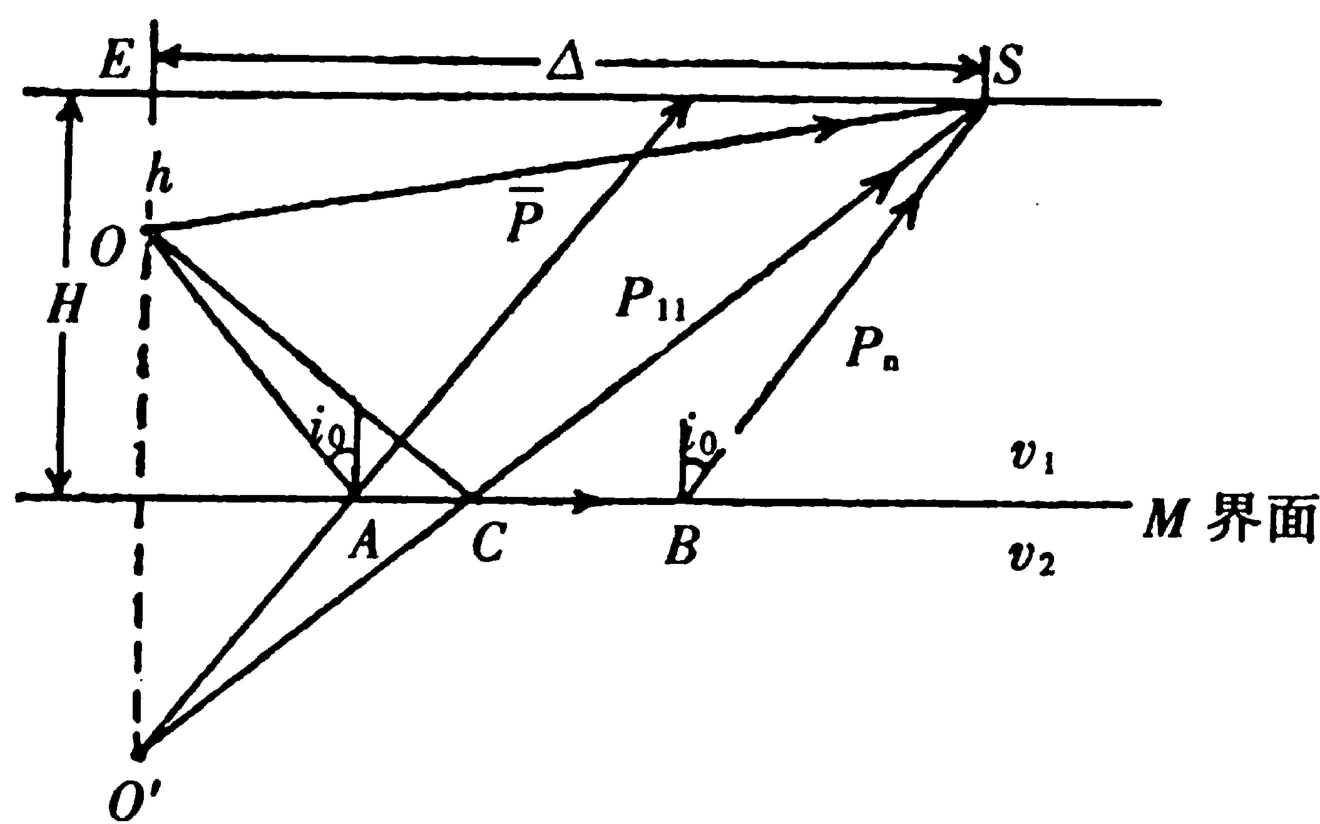



图 5-6 近地震波传播路径

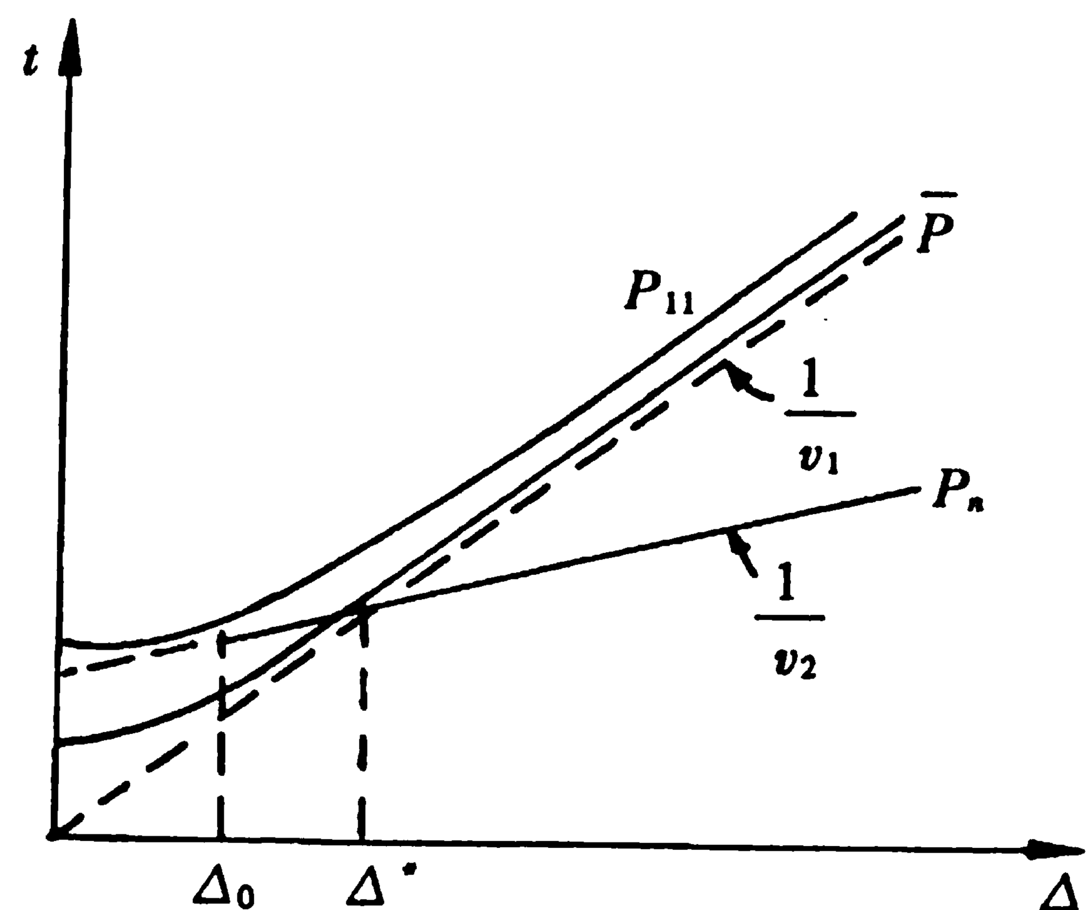



图 5-7 近地震波走时曲线

莫霍界面上的反射波一般在 60 ~ 120 km 范围内比较清楚。

如知 $v_1$ 和 $h$，由 $t_0 = \frac{2H - h}{v_1}$，可由下式求地壳厚度

$$H = \frac{1}{2}(v_1 t_0 + h)$$

3. 绕射波

图 5-6 中所示的 $OA \to AB \to BS$ 路径为莫霍界面上的绕射波，记为 $P_n$ 和 $S_n$。若界面上、下层介质的波速为 $v_1$、$v_2$，且 $v_2 > v_1$，当射线以临界角 $i_0$ 入射到该面上时，则产生的绕射波走时

$$t = \frac{OA + BS}{v_1} + \frac{AB}{v_2} \tag{5.3}$$

其中

$$OA = \frac{H - h}{\cos i_0}, \quad BS = \frac{H}{\cos i_0}$$

将它们代入(5.3)式，得

$$t = \frac{2H - h}{v_1 \cos i_0} + \frac{\Delta - (2H - h)\tan i_0}{v_2}$$

$$= \frac{\Delta}{v_2} + \frac{2H - h}{v_1}\cos i_0 \tag{5.4}$$

该式为绕射波的走时方程。走时曲线为直线(图 5-7)，其斜率为$\frac{1}{v_2}$。当 $\Delta = 0$ 时，$t = \frac{2H - h}{v_1} = t_0$。如已知 $v_1$、$v_2$ 及 $h$，可由 $t_0$求地壳厚度 $H$，即

$$H = \frac{1}{2}\left(\frac{v_1 t_0}{\cos i_0} + h\right)$$

从图 5-6 中可看出，$AB = 0$ 为绕射波出现的最小距离 $\Delta_0$。此时 $\Delta_0 = (2H - h)\tan i_0$，意即 $\Delta < \Delta_0$ 时绕射波不出现，$\Delta_0$ 一般约为 100 km。

比较图 5-7 中$\overline{P}$走时曲线渐近线的斜率$\frac{1}{v_1}$和 $P_n$的走时曲线斜率$\frac{1}{v_2}$，可看出绕射波走时曲线的陡度比直达波小，直达波与绕射波的走时曲线相交点的震中距 $\Delta^*$决定于

$$\frac{\Delta}{v_2} + \frac{2H - h}{v_1}\cos i_0 = \frac{\Delta}{v_1}\sqrt{1 + \left(\frac{h}{\Delta}\right)^2}$$

为简便起见，设 $h = 0$，上式中

$$\cos i_0 \approx \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}$$

得出首波先于直达波出现的最小震中距为

$$\Delta^* \approx 2H\sqrt{\frac{v_2 + v_1}{v_2 - v_1}}$$

$\Delta^*$一般为 150～200 km。即震中距在大于 150 km 的一段距离范围内，$P_n$均第一个出现在地震记录图上。$\Delta < \Delta^*$时，$P_n$ 在直达波 $\overline{P}$ 后出现，因其振幅较小，不易辨认出。

## 二、球对称介质中的地震射线

地球近似为球形，地球内部介质呈层状分布，这样就可以把地球看成是由无限多个厚度无限薄的均匀同心球层组成。这种简化的地球模型，叫做具有球对称性。就是说，表征地球介质物理性质的弹性、密度等参数只是随地球半径的增减而变化，即它们仅是 $r$ 的函数。在讨论远地震波传播时，由于地震波传播路径长，穿透深度大，此时地球介质的球对称性对地震射线形状产生影响。

### (一) 射线参数

图 5-8 表示由均匀同心球层介质组成的模型。设波在半径为 $r$ 的球层界面上方介质中的速度为$v_1$，入射角为 $i_1$。在速度为 $v_2$ 的球层中的折射角为 $j_2$，入射角为 $i_2$。根据斯奈尔定律有

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin j_2}{v_2} \tag{5.5}$$

在△$OBC$ 中，由正弦定理可知

$$\frac{\sin j_2}{r_2} = \frac{\sin i_2}{r_1} \tag{5.6}$$

将(5.6)式代入(5.5)式换掉 $\sin j_2$，得

$$\frac{r_1 \sin i_1}{v_1} = \frac{r_2 \sin i_2}{v_2} \tag{5.7}$$

推广之，若球层数目无限多，层厚度无限薄，就过渡到速度连续变化的情形：$v = v(r)$。此时，射线由折线变为一条圆滑曲线，即

$$\frac{r \sin i}{v(r)} = \frac{r_0 \sin i_0}{v_0} = P \tag{5.8}$$

这是球对称介质中斯奈尔定律的形式。$r_0$ 为地球半径，$i_0$和 $v_0$ 分别表示射线在地表处的入射角和波速。

(5.8)式中的 $P$ 称射线参数。当半径和地面上的速度给定后，射线参数只与射线对地面的入射角有关。不同的 $P$ 值对应射线不同的入射角，或者说，对应不同形状的射线。对同一条射线是常数。

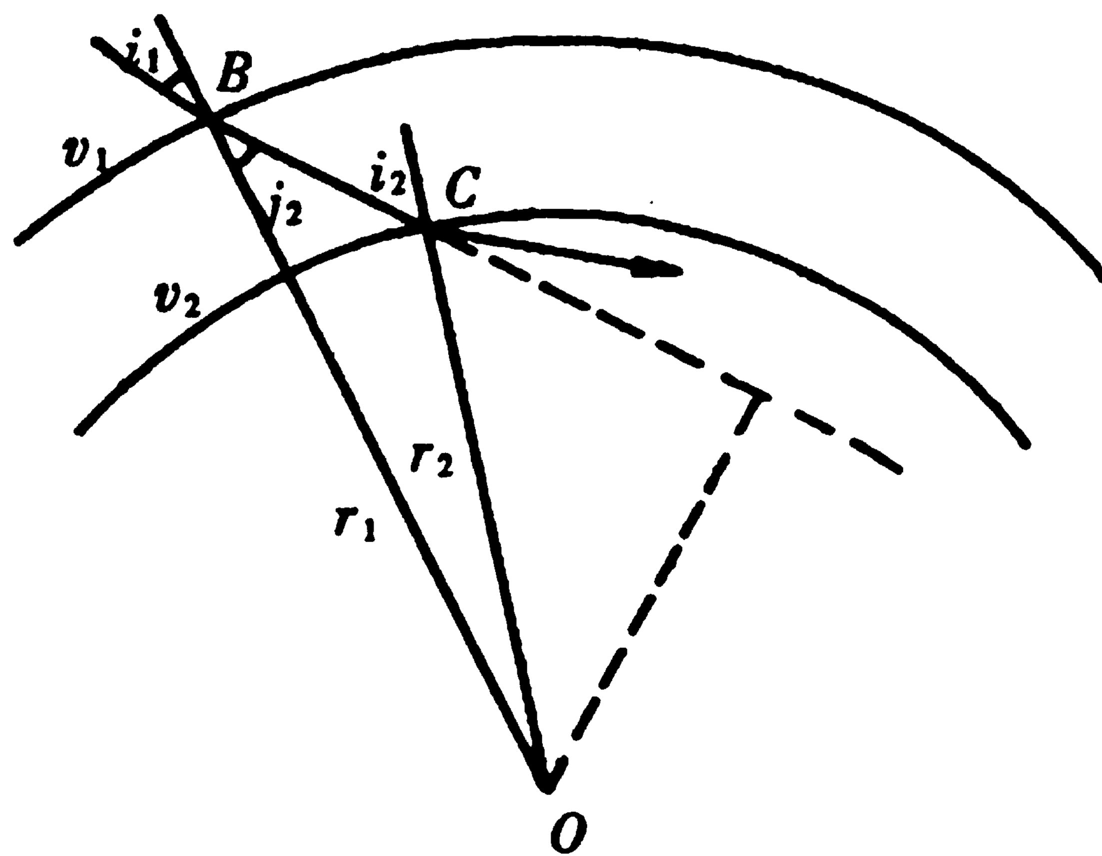


图 5-8　球对称介质中的地震射线

如果速度$v(r)$不但连续，而且随深度增加($\mathrm{d}v/\mathrm{d}r<0$)，则射线凹向地面，并存在一最低点 $M$。这样，射线在 $M$ 点必与以 $r_M$为半径的圆相切，在该点的入射角 $i = i_M = \pi/2$，将其代入(5.8)式，得

$$P = \left.\frac{r \sin i}{v(r)}\right|_M = \frac{r_M}{v(r_M)} \tag{5.9}$$

（二）不同的速度分布与射线形状的关系

在速度连续变化情况下，若

(1)$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}<0$,即 $v(r)$随深度的增加而增加,这是地球内部速度分布的一般情况。射线存在最低点,射线向上弯曲出射到地面,见图 5-9(a)；

(2)$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}=0$,即地震波在 $v(r)=c$ 的均匀介质中传播,速度是常量。射线为直线,见图 5-9(a)；

(3) $\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}>0$,即 $v(r)$随深度的增加而减少,射线向下弯曲并存在顶点,射线曲率小于地表曲率,能出射到地面,见图 5-9(a)；

(4)$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}>\frac{v}{r}>0$,射线不能出射到地面而呈螺旋形卷入地心,见图 5-9(b)。

一般地说，地球内部的地震波速度是随深度增大而增加的，即$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}<0$，地震射线凹向地面。但地球内还存在一些速度异常区及间断面，它们对地震射线和走时曲线的形状均有影响，下面仅做定性地讨论。

1. 低速层和低速间断面的影响

若在图 5-10 所示的 $r_1$ 至 $r_2$ 的介质层中，波速随深度增加而减小，该层以外则速度随深度增加而增加，那么 $r_1$ 至 $r_2$ 的层称为低速层。即

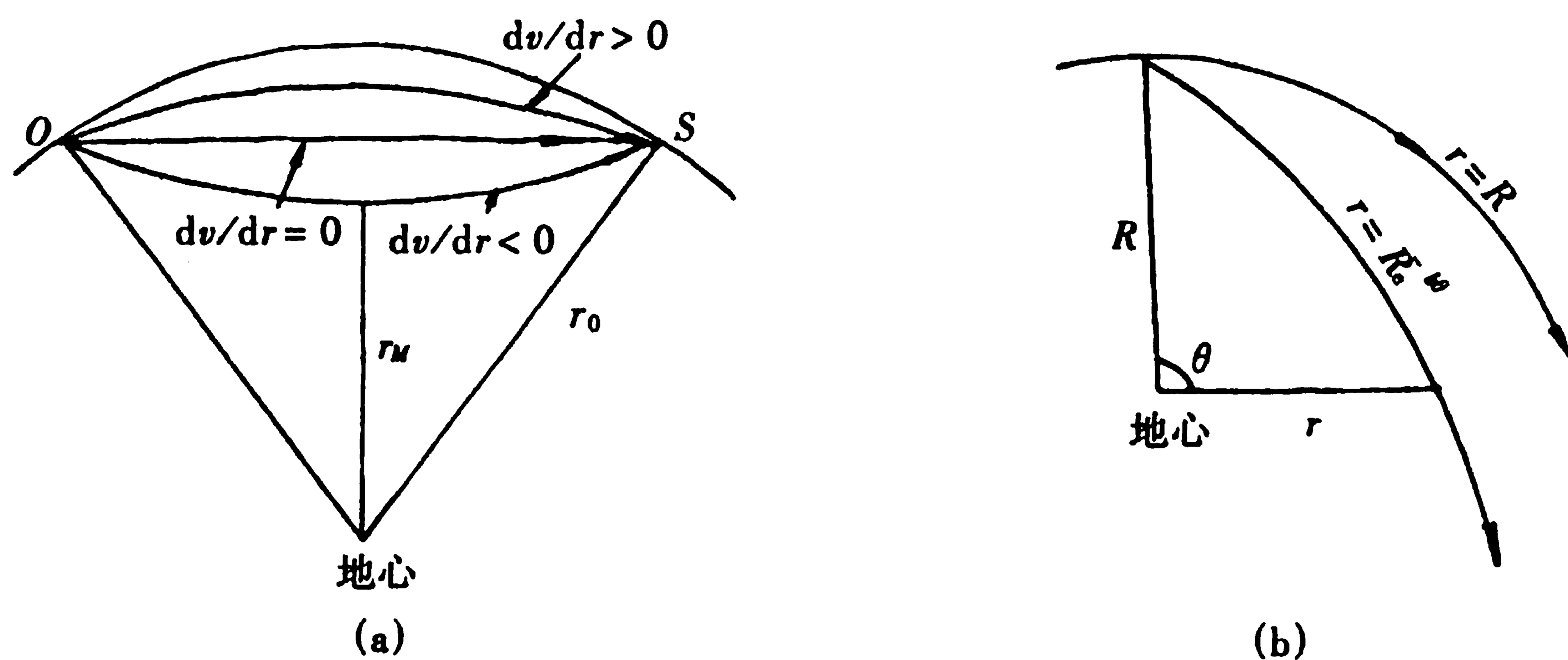



图 5-9 速度连续变化时，射线的几种形状

$$\frac{\mathrm{d}v(r)}{\mathrm{d}r} > \frac{v(r)}{r} \quad (r_1 > r > r_2)$$

$$\frac{\mathrm{d}v(r)}{\mathrm{d}r} < \frac{v(r)}{r} \quad (r_0 \geqslant r > r_1, \quad r < r_2)$$

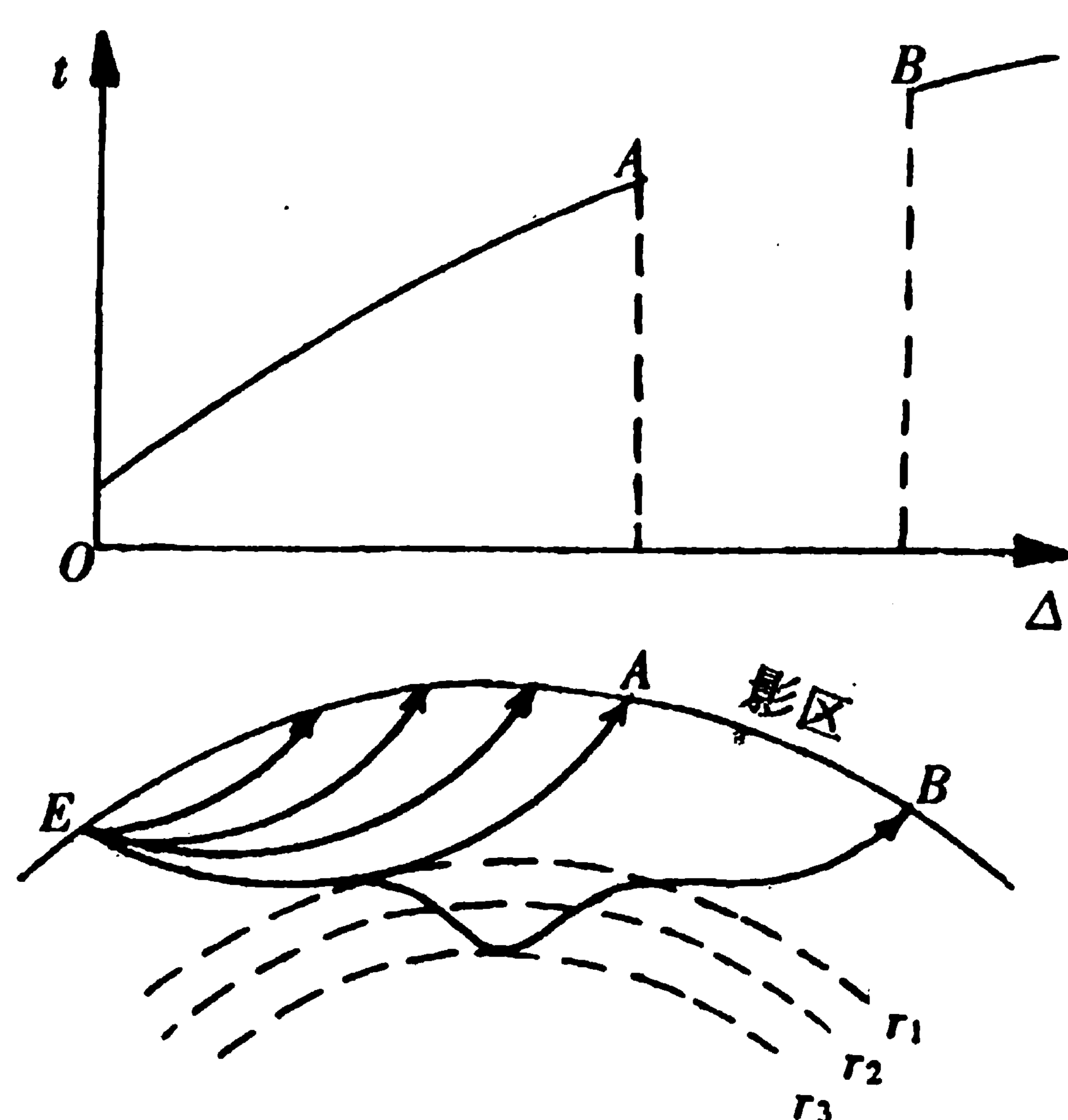



图 5-10 低速层的影响

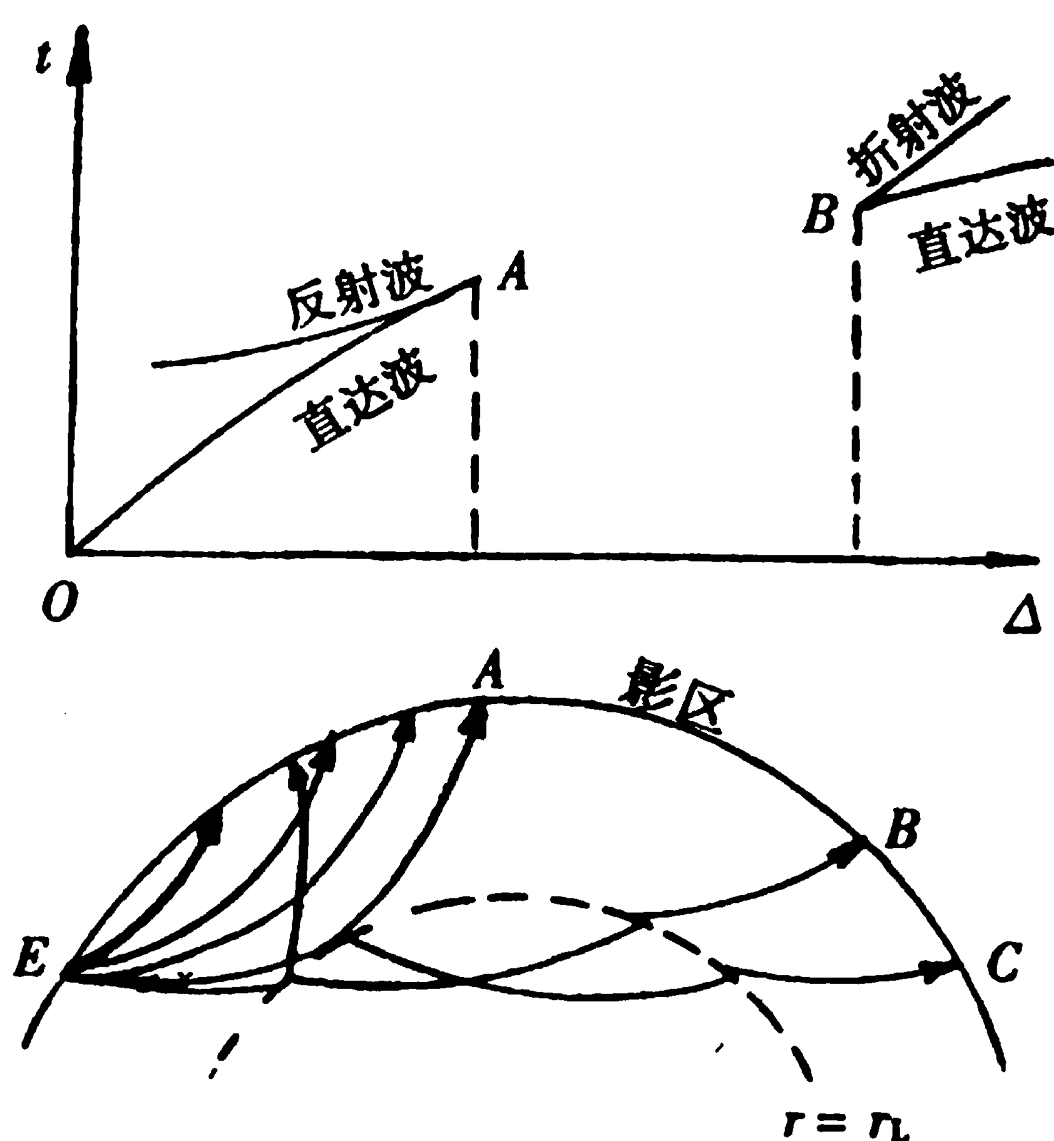



图 5-11 低速间断面的影响

在 $r_1 > r > r_2$ 的层内，由于速度随深度增加而减小，进入该层的地震射线弯向地心。直到射线穿过 $r = r_2$ 的界面，抵 $r = r_3$ 处才出现最低点，然后逐渐向上于地面 $B$ 点出射。

受低速层影响，致使地面上 $AB$ 段接收不到该类型的地震波而成为“影区”。走时曲线在相应的震中距离范围内出现“空当”。

当 $r = r_2$，分界面上下层介质的波速不连续，界面上、下都有$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r} < 0$，但界面下的波速小于界面上的波速，该界面称为低速间断面。这时，除直达波外，还有界面上的反射波和折射波。折射波由于受界面曲率影响而发生射线汇聚现象。$AB$ 段仍为影区，相应的走时曲线出现“空当”。“空当”两端的走时曲线各分为 2 支，见图 5-11。

2. 高速层和高速间断面的影响

在图 5-12(a)所示的 $r_1$ 到 $r_2$ 的介质层中，若波速随深度的增加比其上、下层都快，该层称为高速层，即

$$\left.\frac{\mathrm{d}v(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r_2 < r < r_1} < \left.\frac{v(r)}{r}\right|_{\substack{r > r_1 \\ r < r_2}} < 0$$

由于射线在高速层中的曲率增大，到达地面时会出现密集，甚至汇集于一点出射的现象。相应的走时曲线在射线出射点处曲率增大以至出现角点。

若高速层中的波速随深度的增加而增加得更快时，会发生射线交叉，即穿透更深的射线在地面出射点的震中距反而变小。这时，走时曲线出现迴折圈。见图 5-12（b）中的 $A \rightarrow B \rightarrow C$。

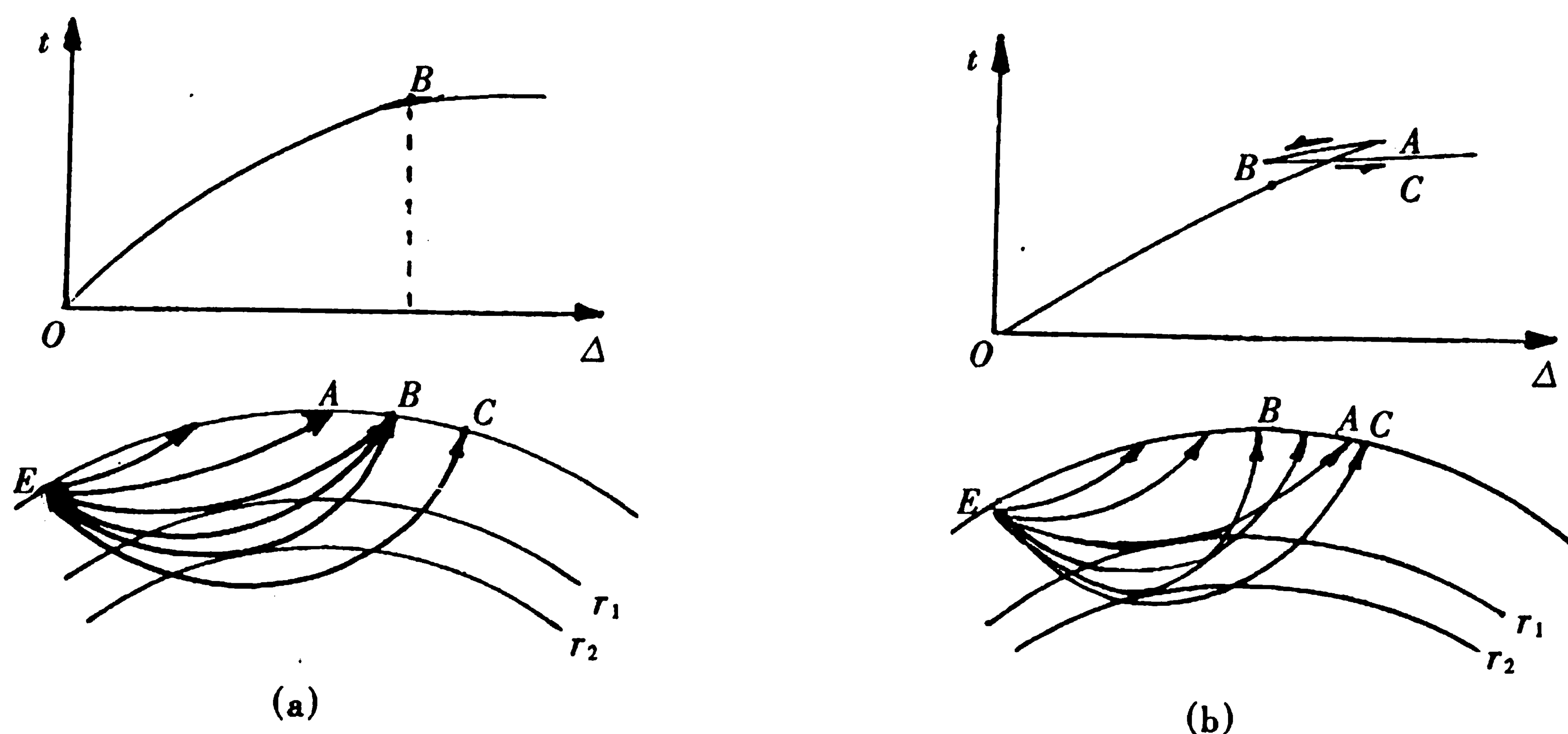



图 5-12　高速层的影响

高速间断面是指波在界面上、下方均有 $dv/dr < 0$ 的情况，界面下层的波速大于上层的波速，但在界面 $r = r_h$ 处波速突增。射线及相应的走时曲线如图 5-13 所示。图中的 $OA$ 段为直达波的走时曲线，$AG$ 段相当于反射波，$GA$ 段在 $B$ 点发生分叉，即开始出现全反射的临界点。$BC$ 段相当于折射波，点划线相当于沿间断面上的绕射波。

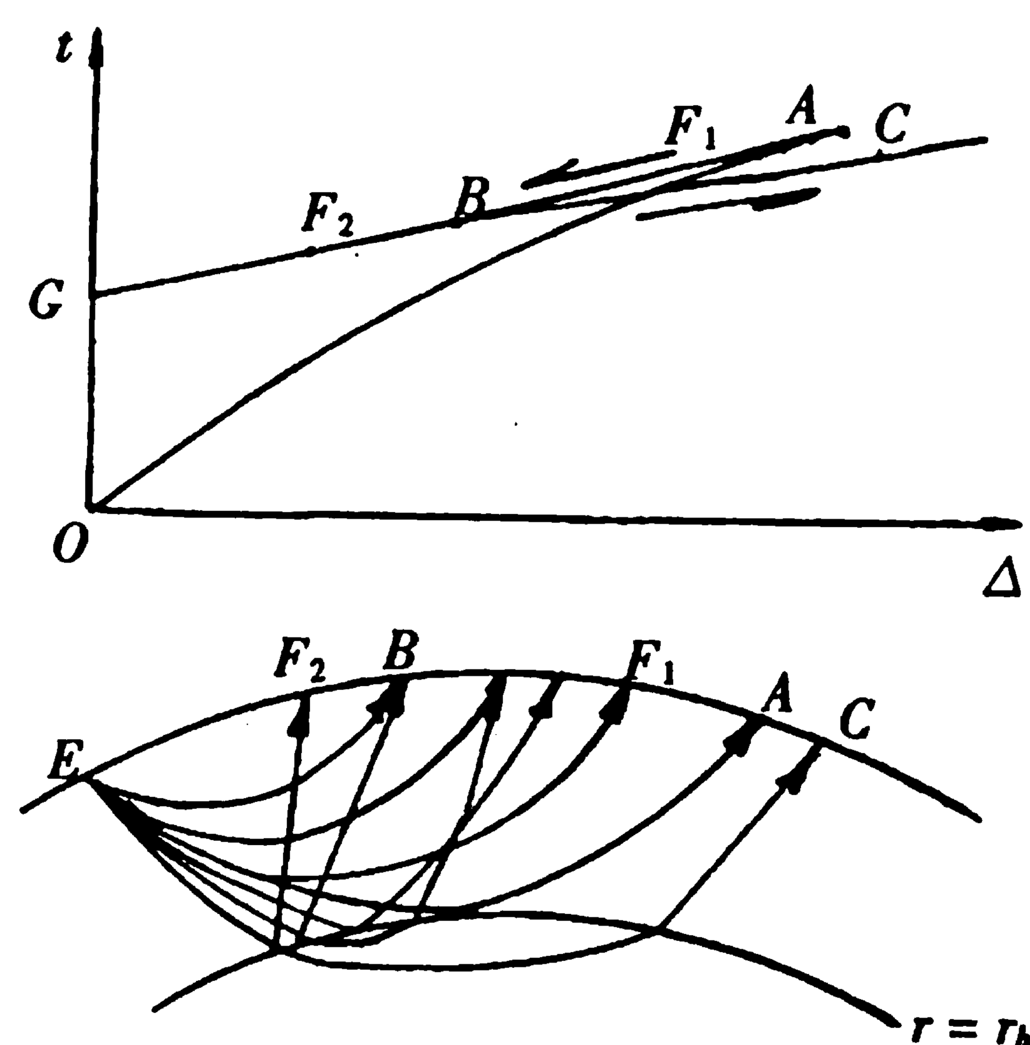



图 5-13　高速间断面的影响

## 三、地球内部的分层结构与远地震波

### （一）地球内部分层

地震学家们根据观测到的地震波走时资料，计算了从地表到地心地震体波 P 和 S 波的速度分布，确定地球内部存在两个全球性的地震波速度不连续的界面，一个是莫霍界面（简称 M 界面），另一个是古登堡界面（简称 G 界面）。这两个速度界面把地球内部分成地壳（A）、

地幔(B、C、D)和地核(E、F、G)三大圈层。此外，几个次一级的速度界面，又进一步把地幔分为上地幔和下地幔，把地核分为外核、过渡层及内核。地球内部各圈层的划分和速度分布参见表 5-2 和图 5-14。海洋地壳分层见表 5-3。

**表 5-2　布伦的地球内部分层**

| 圈层 名称 | | | 代号 | | 深度 km | $v_p$ km/s | $v_s$ km/s | 密度 g/cm³ | 特征 | 其它 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 地壳 | | 上地壳 | A | $A_1$ | 陆壳 洋壳<br>12; 0~2 | 5.8 | 3.2 | 2.65 | 固态<br>陆壳区横向变化大，许多地区夹有低速层 | 岩石圈 | 构造圈 |
| 地壳 | | 下地壳 | A | $A_2$ | | 6.8 | 3.9 | 2.90 | 塑性为主 | 岩石圈 | 构造圈 |
| | | | | | 33; 10 | | | | 莫霍面 | | |
| 地幔 | 上地幔 | 盖层 | B | $B_1$ | | 8.1 | 4.5 | 3.37 | 固态 | 岩石圈 | 构造圈 |
| 地幔 | 上地幔 | 低速层 | B | $B_2$ | 60~200 | 8.0 | 4.7 | 3.48 | 塑性为主 | 软流圈 | 构造圈 |
| | | | | | 400 | | | | | | |
| 地幔 | 上地幔 | 均匀层 | B | $B_3$ | | 8.7 | 4.7 | 3.48 | 固态<br>波速较均匀 | 中间圈 | |
| | | | | | 670 | | | | | | |
| 地幔 | 过渡层 | | C | | | 9.1<br>10.3 | 4.9<br>5.6 | 3.72<br>3.99 | 固态<br>波速梯较大 | 中间圈 | |
| | | | | | 1000 | | | | | | |
| 地幔 | 下地幔 | | D | D′ | | 11.7 | 6.5 | 4.73 | 固态<br>下部波速较大 | 中间圈 | |
| | | | | | 2700 | | | | | | |
| 地幔 | 下地幔 | | D | D″ | | 13.64 | 7.32 | | | 中间圈 | |
| | | | | | 2898 | | | | 古登堡面 | | |
| 地核 | | 外核 | E | | | 8.0<br>10.0 | 0<br>0 | 9.90<br>11.87 | 液态 | 内圈 | |
| | | | | | 4771 | | | | | | |
| 地核 | | 过渡层 | F | | | 10.2 | 0 | 12.06 | 波速梯度小 | 内圈 | |
| | | | | | 5150 | | | | | | |
| 地核 | | 内核 | G | | 6371 | 11.0<br>11.3 | 3.5<br>3.7 | 12.77<br>13.09 | 固态 | 内圈 | |

**表 5-2　海洋地壳分层**

| 层次 | 厚度/km | 密度/g·cm$^{-3}$ | 速度/km·s$^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| 海水 | 4.5 | 1.0 | 1.5 |
| 第一层 | 0-2 | 2.0 | 2.0 |
| 第二层 | 0.5-2 | 2.4 | 4.6 |
| 第三层 | 4.7 | 3.0 | 6.7 |
| 地幔顶部 | | 3.3 | 8.1 |

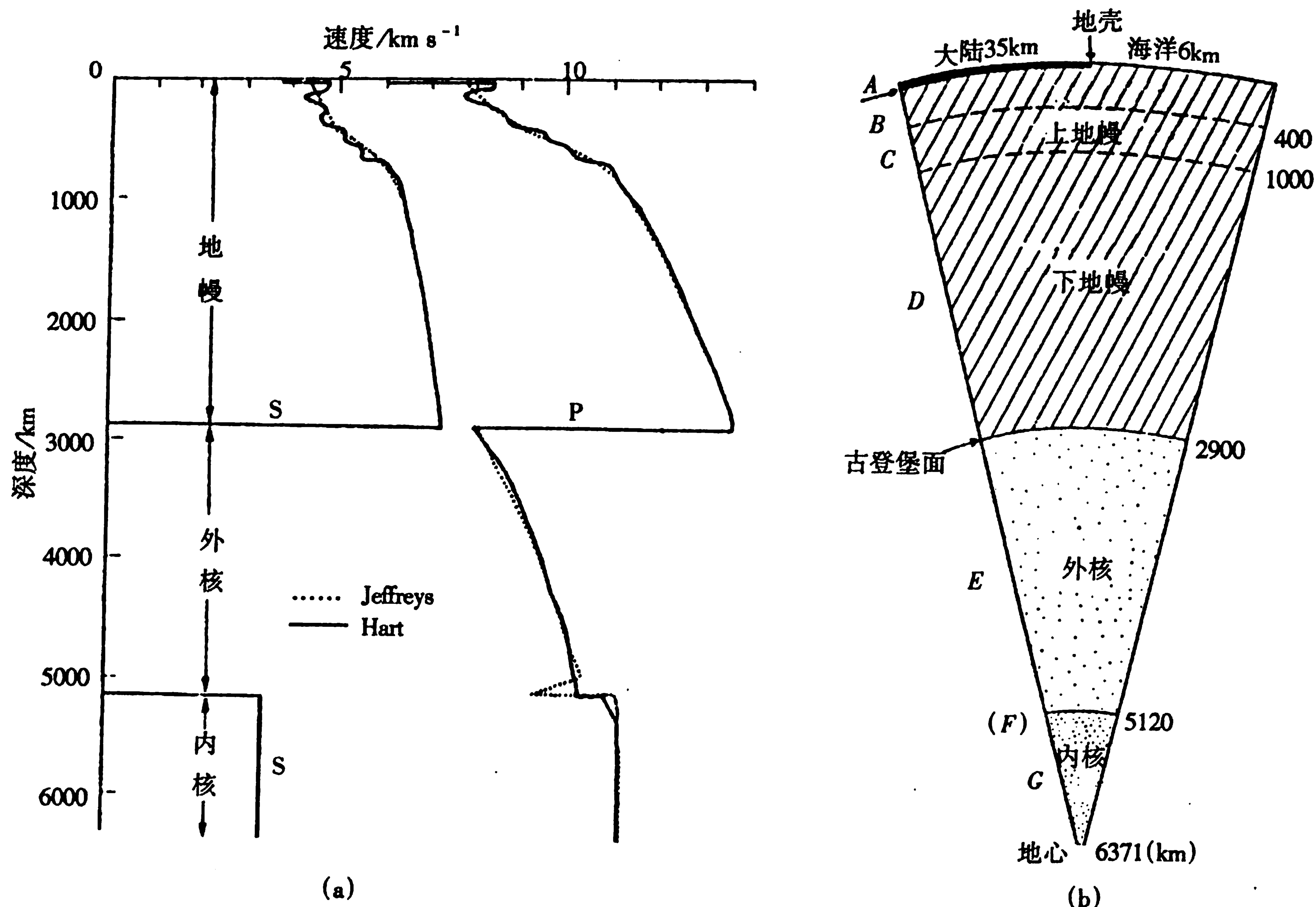



**图 5-14　地球内部的速度分布与分层**

上述分层虽然仍属探讨性质，但该分层模式一直沿用至今。下面分别予以介绍。

1. 地壳

地壳就是覆盖于地球最外面的岩石壳层。远在上世纪初期莫霍洛维奇在研究欧洲地震记录时，发现在地下约 50 km 处有一地震波传播速度急剧变化的不连续面。在此面以上地震波纵波速度常为 5.5 km/s 左右，而此面以下则增加到约 8.1 km/s。以后的研究表明，该面不仅存在于欧洲，而且在全球也是普遍存在的。此面即作为地壳的下界，并称之为莫霍界面（或莫霍面）。以前曾认为莫霍面是一个尖锐的波速间断面，见图 5-15（a），壳、幔间的速度跳跃可达 1～1.5 km/s；有些地区的莫霍面具有一定厚度，而且是一个速度梯度带，见图 5-15（b）；在另外一些地区，莫霍面很可能是由一组高速和低速的薄互层组成，见图 5-15（c）。

地壳的厚度各地有很大差异，在大陆范围内一般厚 30～40 km，越往高山地区厚度越大，如我国西藏高原及天山地区则厚达 70 多千米。大洋地区厚度最小，大西洋和印度洋厚度为 10～15 km，在太平洋中央部分厚度只有 5～6 km。

地壳的表层由未固结或已固结的各种沉积岩、变质岩等组成，厚度变化较大，最厚约为 5 km。该层受地球外力作用最为显著，物质组成极为多样化，并且由于构造运动和外力作用的影响，使这一层的构造形态和地貌形态非常复杂。

地壳的上层为花岗岩层，有时也称硅铝层。组成该层的物质成分近似花岗岩类，地震波在此层中的传播速度也与在花岗岩中的传播速度相近。其厚度在山区有时达 40 km，在平原区通常为 10 余千米。海洋地区显著变薄，在太平洋中部此层缺失。

地壳的下层为玄武岩层，也称硅镁层。在平坦的大陆平原地区厚达 30 km，在缺失花岗

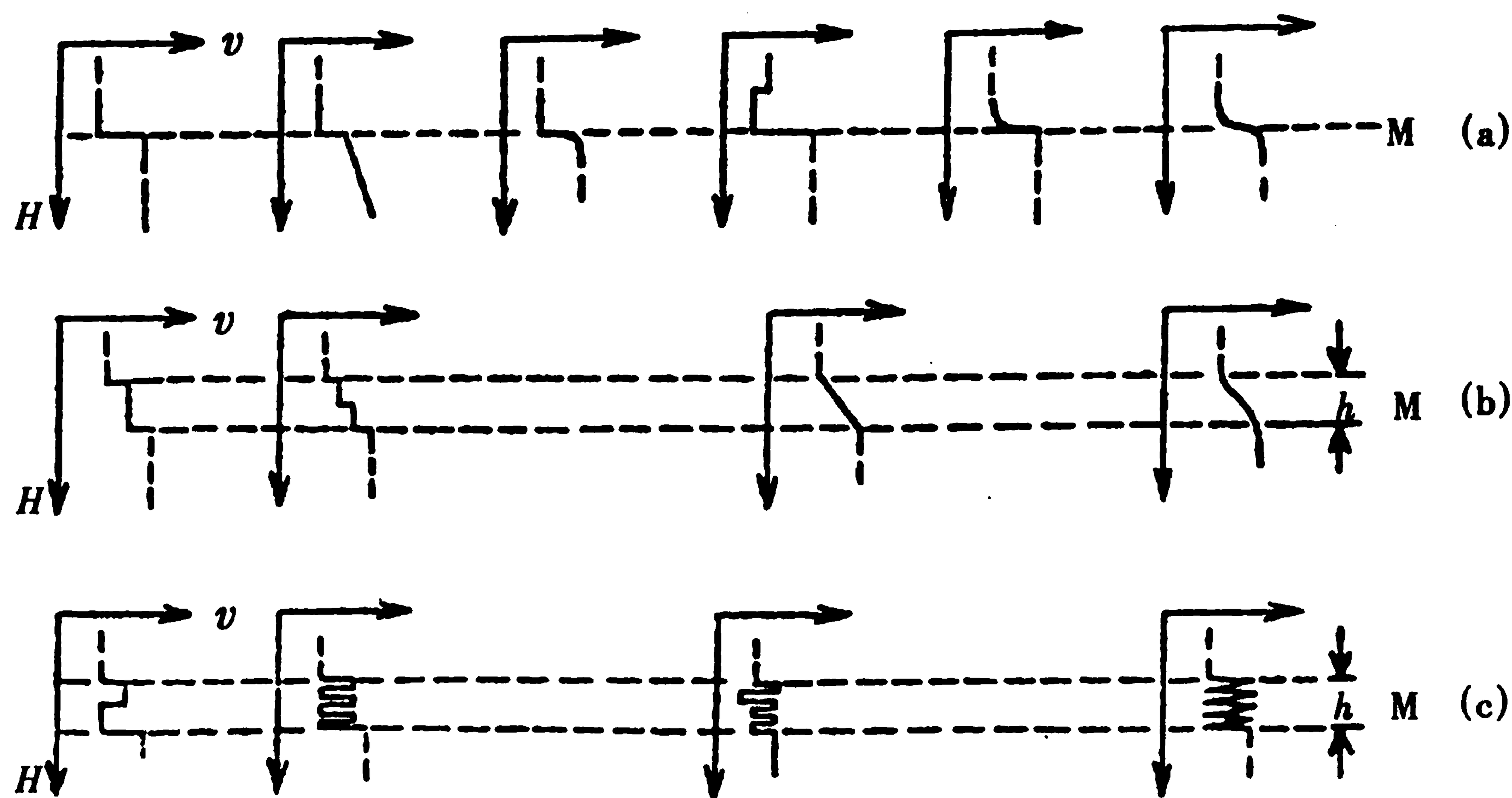



**图 5-15　莫霍面地震波速度变化的主要类型**

(a) 一级间断面；(b) 过渡 层；(c) 薄层组

v——速度；H——厚度；M——莫霍面

岩层的深海盆内玄武岩层仅 5～8 km 厚。地震波在此层中的传播速度也与在玄武岩中的速度相当。探测结果表明，在花岗岩层与玄武岩层之间有时存在一分界面，称康拉德（V.conrad）界面，但它的分布不如莫霍界面那样具有全球性。

2. 地幔

莫霍面直到约 2 900 km 深处的区间称为地幔。地震波资料显示，在 400 km 和 1 000 km 深处各存在一个二级间断面。1 000 km 处的界面把地幔分为上、下地幔两部分。400 km 处的界面又把上地幔分成 B 和 C 层。此深度相当于震中距离为 20°时地震射线最低点部位，故称之为 20°间断面，其存在是有区域性的。

20°间断面以上，约在 60～250 km 深度区间（各地不同）存在低速层。速度的降低可能标志着物质趋于熔化状态。地质学家习惯称地幔低速层为软流圈(Asthenosphere)。软流圈以上的整个固体结晶圈层称为岩石圈(Lithosphere)。软流圈与岩石圈统称为构造圈，地质构造运动基本都发生在构造圈内。400 km 至 1 000 km 深度区间，波速呈连续变化。

在 D 层内，2 700 km 以上，速度呈稳定增加，表明该区域的物质组成均匀。在接近核幔分界的 100～200 km 范围内，速度几乎不变。根据这一情况，布伦又把 D 层分为 D′和 D″两层。在地幔与地核的分界面附近，因纵波速度由 13.64 km/s 突然下降到 8.1 km/s，阻碍着地震波的直接通过，存在着明显的界面，称古登堡界面。

地幔物质被认为是由密度较大的，以铁、镁等为主要成分的黑色橄榄岩等超基性岩石所组成。

3. 地核

深度由 2 900 km 左右直到地心部分为地核。P 波速度由地幔底部的 13.64 km/s 突然降到地核顶部的 8.1 km/s，S 波不见了。表明介质物理性质有所改变，由刚性变为塑性。P 波速度先是突降，然后是骤增，以后一直到地心几乎保持不变。因此又将地核分为外核和内核。内、外核之间存在着过渡区（F)。内核是固态的，波速变化很小，平均约为 11.2 km/s。

目前，地核的成分尚不清楚，多数人认为主要是由铁镍物质组成，类似于落到地球上的铁镍陨石的成分。

有关地球结构的问题是地学中最难解决的问题，现在只能靠间接资料进行推测，所以仍存在许多悬而未决的问题，并对某些问题尚有相当大的争论。相信地震学的研究成果将使人们对这些问题的认识不断深入。

（二）远震地震波类型

由于地球内部的分层构造，即各层介质的物理性质不同，地震波通过各层时的速度不一样，加之波在界面上的反射、折射及转换等，形成了各种各样的波动。因而远震地震波的种类比近震多而且复杂，见图 5-16。

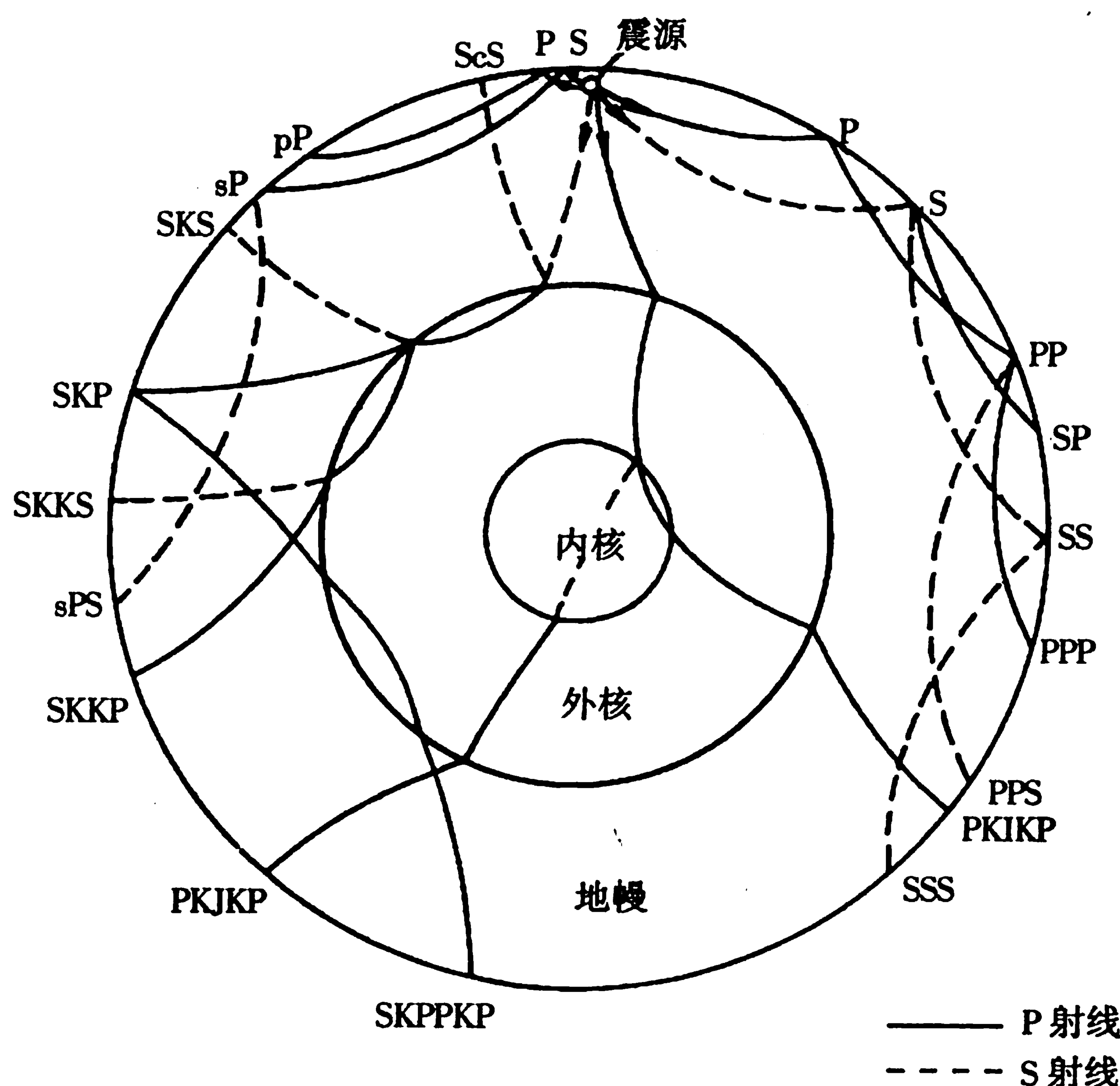



图 5-16　远震体波主要震相射线路径示意图

1．地幔折射波

地幔折射波是指从震源出发，进入地幔后传播到地面的波。P、S 是地幔折射波的基本震相，也称远震直达波。若 $h=0$，其传播最近距离为 105°（P）和 107°（S）。

PP，PPP，…，SS，SSS，…，分别是 P，S 在地表面的一次，两次或多次反射的波。

PS，SP，PPS，SSP，PSP，SPS，等是 P，S 在地表面的反射转换波。

上述各种波不管其名目如何繁多，它们的本质和在地震图上的形态特征，仍不失其原生波 P、S 的本性，不同的只是出射到地面震中距离的大小、到达时间的早晚以及受传播路径上复杂因素的影响，振幅和周期的微小差异。

2．核面反射波

在地核界面反射的波称核面反射波，标以 PcP、ScS。PcS、ScP 是核、幔分界面上的反射转换波。

PPcP、SScS 等表示先在震中附近地表反射，后又在外核界面上反射的波。

3．地核穿透波

穿过地核的波称为地核穿透波，外核穿透波有 PKP、SKS、PKS 和 SKP。K 表示在外核中

以纵波性质出现的波。PKKP、SKKP 表示在外核表面反射过一次的波。

经过外地核的某些波到达地震台之前，在地面又反射回地幔或外核后再出射的波，记为 SKSP 或 PKPPKP、SKSSKS 等。

在内、外核间过渡区产生的反射波记为 PKiKP，通过地球内核的纵波记为 PKIKP，横波记为 PKJKP。

4. 震中附近的反射波

震中附近的反射波上面已介绍一些，这里主要介绍深源地震的波。对于深震，其一次反

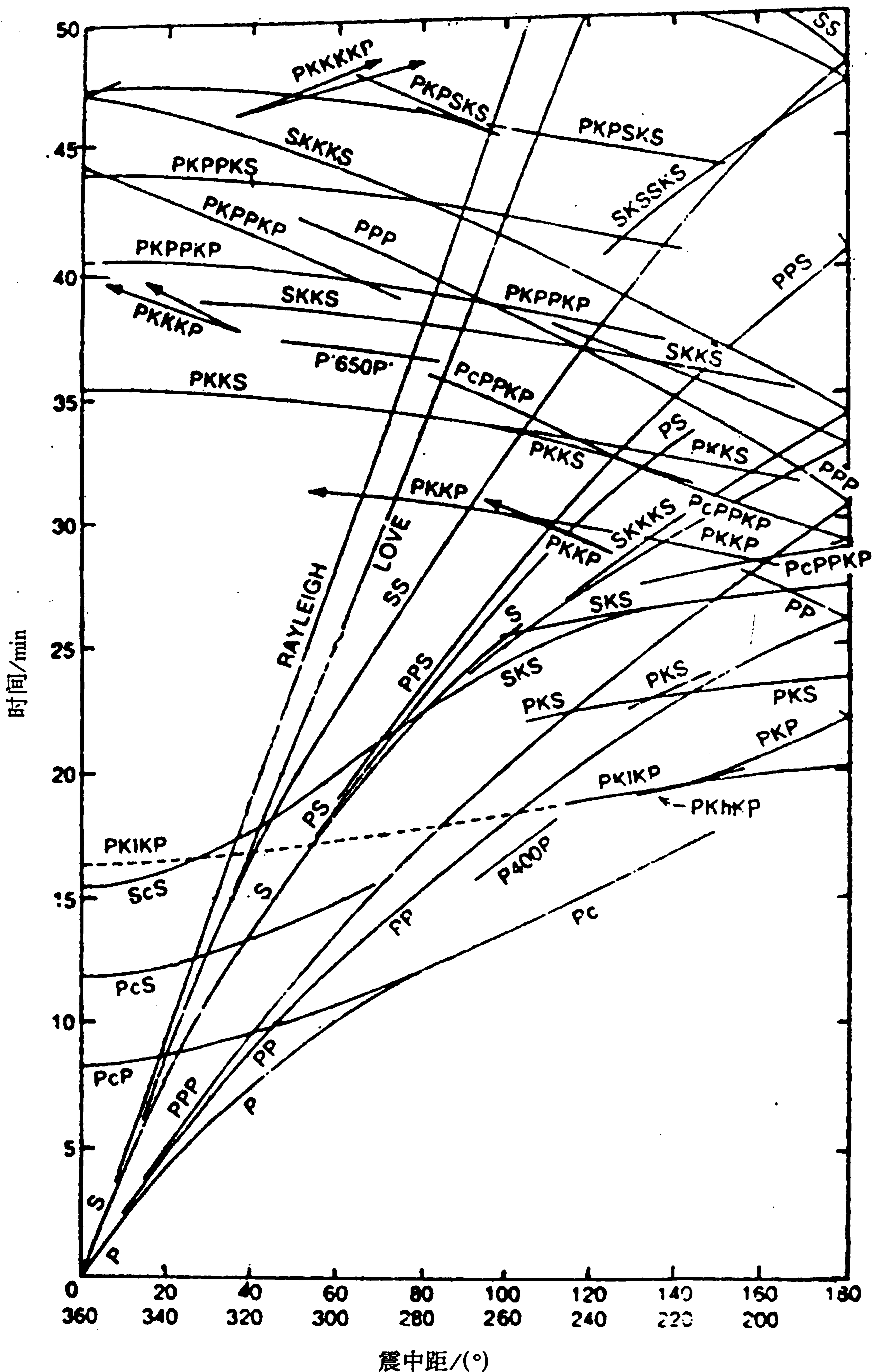



图 5-17 杰弗瑞斯-布伦走时曲线

射波的反射点多在震中附近，反射前的射线路径远比反射后的短。常以小写字母表示在地表反射之前的波，以大字母表示在地表反射后的波。如 pP、pS、sP、sS、pPcP 和 sPKS 分别表示震中附近的反射波、反射转换波、核面反射波及外核穿透波等，见图 5-16。

5. 面波

远震，特别是浅源远震，可经常观测到在 S 波后面到达的各种面波震相，主要是勒夫面波和瑞利面波。图 5-17 为杰弗瑞斯-布伦（Jeffreys and Bullen，1967）走时曲线。震中距 10°以内的走时曲线一般为地壳内传播的波。根据核爆炸结果显示，在 20°以内，各地区的走时曲线很不一致。这说明地下 400 ~ 500 km 以内的介质，沿横向变化较大。20°以外，全球各处的走时变化很小。

## 四、利用地震波研究地球内部结构

### （一）天然地震体波与地壳构造

1. 利用 $PS_M$ 震相

在远震记录图上，有时 P 波在莫霍界面上的折射转换波 $PS_M$ 很清晰，当震中距离很大时，可以忽略震源深度的影响，这样就可利用 $PS_M$ 与 P 的到时差测定地壳厚度。

如图 5-18 所示，设地壳厚度为 $H$，纵波与横波速度分别为 $v_{P_1}$ 和 $v_{S_1}$，地幔顶部纵波速度为 $v_{P_2}$，则 $PS_M$ 与 P 的到时差

$$\Delta t_{PS-P} = \frac{CB}{v_{P_2}} + \frac{BS}{v_{S_1}} - \frac{AS}{v_{P_1}} \tag{5.10}$$

由图 5-18 可给出式中 $CB$、$BS$ 和 $AS$ 的表达式，代入后整理得

$$\Delta t_{PS-P} = H\left[\frac{(\tan i_P - \tan i_S)\sin i}{v_{P_2}} + \frac{1}{v_{S_1}\cos i_S} - \frac{1}{v_{P_1}\cos i_P}\right] \tag{5.11}$$

经简单的三角变换并利用关系式

$$\frac{\sin i}{v_{P_2}} = \frac{\sin i_P}{v_{P_1}} = \frac{\sin i_S}{v_{S_1}} = c$$

则(5.11)式变为

$$\Delta t_{PS-P} = \frac{H}{v_{P_1}}\left[\sqrt{k^2 - (cv_{P_1})^2} - \sqrt{1 - (cv_{P_1})^2}\right] \tag{5.12}$$

由此便可导出计算转换点深度的公式

$$H = \frac{\Delta t_{PS-P} v_{P_1}}{\sqrt{k^2 - (cv_{P_1})^2} - \sqrt{1 - (cv_{P_1})^2}} \tag{5.13}$$

式中的 $\Delta t_{PS-P}$可从地震记录图上量得，$k = v_P/v_S$，$c$ 是初至 P 波视速度的倒数。当震中距在 30° ~ 40°以上时，(5.12)式中的 $(cv_{P_1})^2$ 变得很小，故(5.13)式可简化为

$$H = \frac{\Delta t_{PS-P} v_{P_1}}{k - 1} \tag{5.14}$$

用此方法测定地壳厚度，关键是在地震记录图上准确地识别出莫霍界面上的折射转换波 $PS_M$。$PS_M$ 一般在初至 P 波之后约十几秒内到达，当震中距在 30° ~ 40°以上时，不同远震在莫

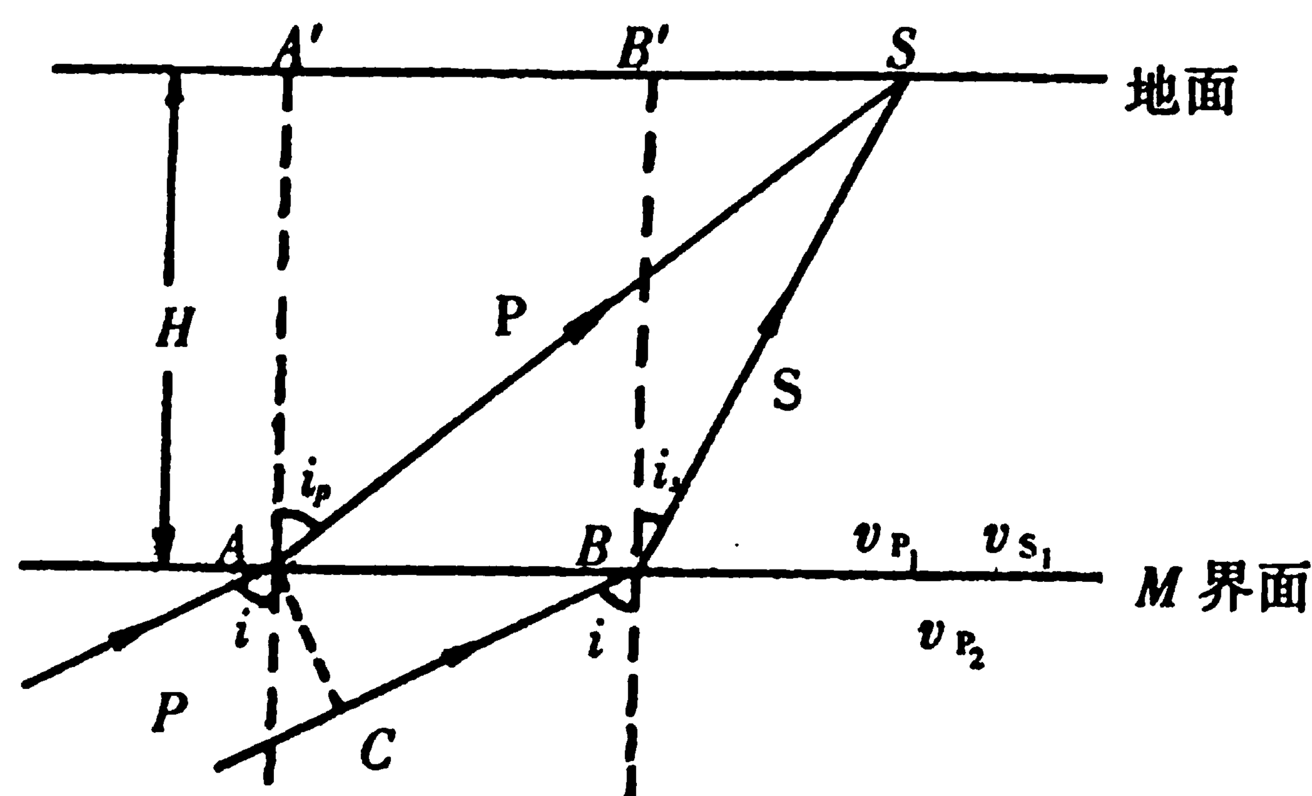



图 5-18　用远震 $PS_M$ 测定地壳厚度原理

霍界面上产生的 $PS_M$ 波与 P 波的到时差变化不大，二者波形相似，周期亦相近。$PS_M$ 在水平分向上较垂直分向发育。莫霍界面上、下的波速相差越大，并且 P 波入射角也越大时，$PS_M$ 波的相对强度就越大。通常 $PS_M$ 波水平分量的幅度是初至 P 波垂直分量的 0.1～0.8 倍。为可靠起见，识别 $PS_M$ 时最好做多台相位对比。

2. 利用 SP′震相

在震中距大约 25°～60°范围内，常记录到射线路径如图 5-19 所示的震相，它是 S 波在地表面 $A$ 点反射转换成 P 波之后又在莫霍面上反射而到达观测点 $S$ 的，记作 SP′。该震相一般在 S 波之后 8～15 s 出现，周期略小于 S 波，垂直分量较水平分量清楚。

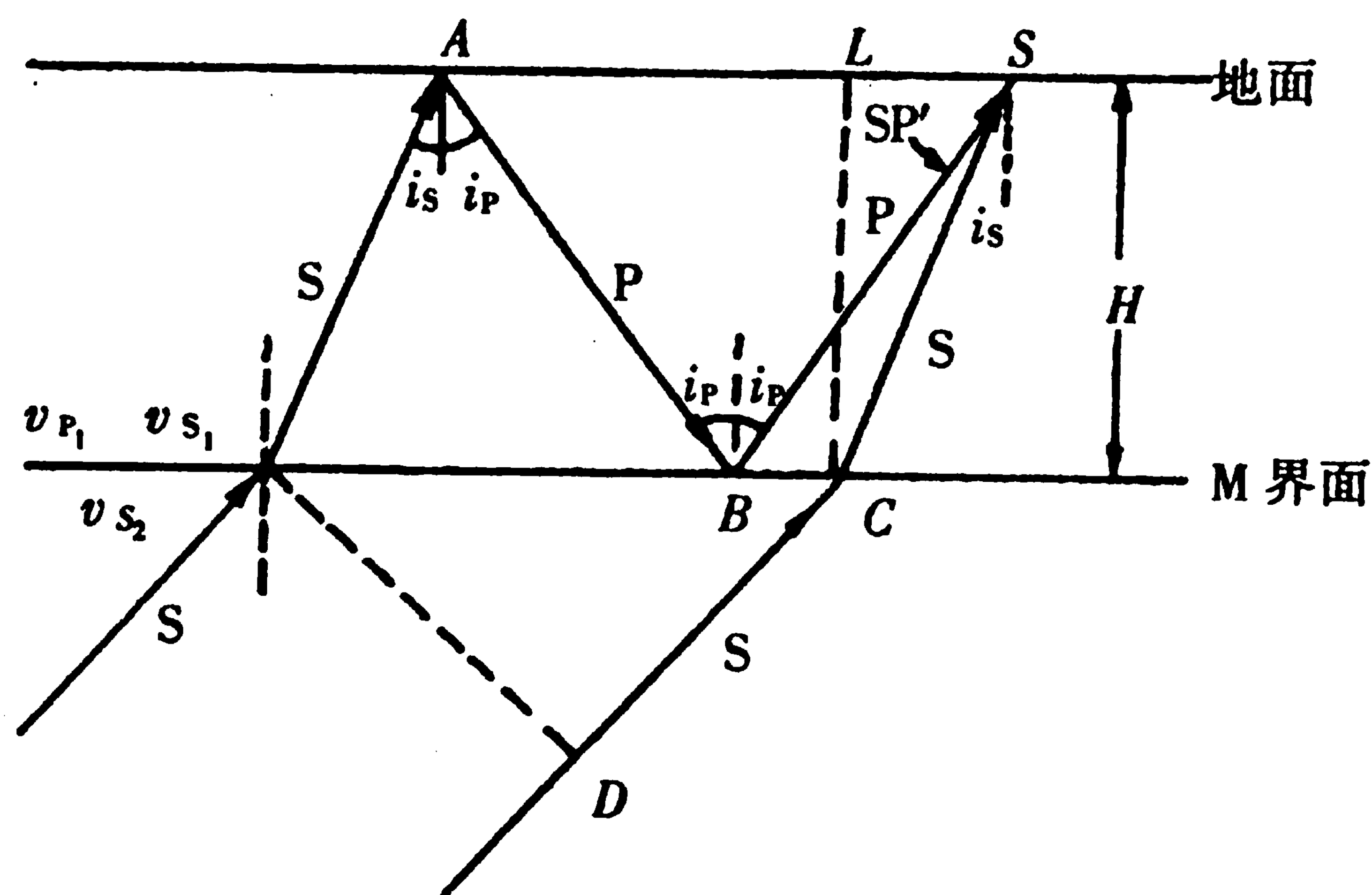



图 5-19　利用 SP′震相测定地壳厚度原理

设地壳厚度为 $H$，纵波与横波速度分别为 $v_{P_1}$ 和 $v_{S_1}$，地幔顶部纵波与横波速度为 $v_{P_2}$、$v_{S_2}$，则 $S$ 点接收到的 SP′波与 S 波的到时差为

$$\Delta t_{SP'-S} = \frac{AB + BS}{v_{P_1}} - \frac{CD}{v_{S_2}}$$

$$= \frac{2H}{v_{P_1}\cos i_P} - \frac{2H\tan i_P \sin i}{v_{S_2}}$$

$$= \frac{2H}{v_{P_1}\cos i_P}(1 - \sin^2 i_P)$$

$$= \frac{2H}{v_{P_1}}\cos i_P$$

因此，台站附近 $L$ 点的地壳厚度

$$H = \frac{\Delta t_{SP'-S} v_{P_1}}{2\cos i_P}$$

$$= \frac{k\Delta t_{SP'-S} v_{P_1}}{2\sqrt{k^2 - v_{P_1}^2\left(\frac{dt}{d\theta}\right)^2}} \tag{5.15}$$

式中 $k = 111.1$ km，$\frac{dt}{d\theta}$是走时曲线斜率。

（二）面波频散特性与地壳构造

在震中距大于数百千米的地震记录图上，特别是浅源远震记录图，在S波之后经常会见到一连串长周期，大振幅的规则振动，这就是面波波列。

面波的重要性不仅在于它是天然地震图中特别显著的震相，而且利用面波可以获得有关地壳和地球内部结构的资料。周期为数秒至数百秒的面波，其性质主要决定于地壳及上地幔顶部介质的物理性质。地震学家们利用面波数据经多年的工作获得了许多有关地壳和上地幔结构的参数。此外，面波数据还可以用来研究震源机制、地球介质的品质因数以及测定地震参数等。

利用面波研究地球内部结构，主要是利用它的频散特性。面波与体波不同，面波的速度随周期而异，这种速度与周期有关的现象称为频散。周期大波速也大的称正频散，周期大波速小的称反频散。在两层或多层介质中，瑞利波和勒夫波都有频散。

从面波频散方程可知

$$c = f(\beta_i, \mu_i, kH), \quad i = 1,2$$

根据相速度与群速度的关系，亦可写成关于群速度 $U$ 的周期方程

$$U = F(\beta_i, \mu_i, kH)$$

显然，在理论上，对于一种类型的面波，可依地壳厚度为参数计算出 $c$ 或 $U$ 随 $K$（即 $\omega$）的变化关系函数 $f$ 或 $F$，称它们为理论频散函数。其结果可用数字表达，也可用曲线表示。图5-20就是以周期 $T$ 为横轴、群速度 $U$ 为纵轴表示的勒夫波的理论频散曲线。从图中可看出随着厚度 $H_1$ 的变化而引起频散曲线的变化情况。

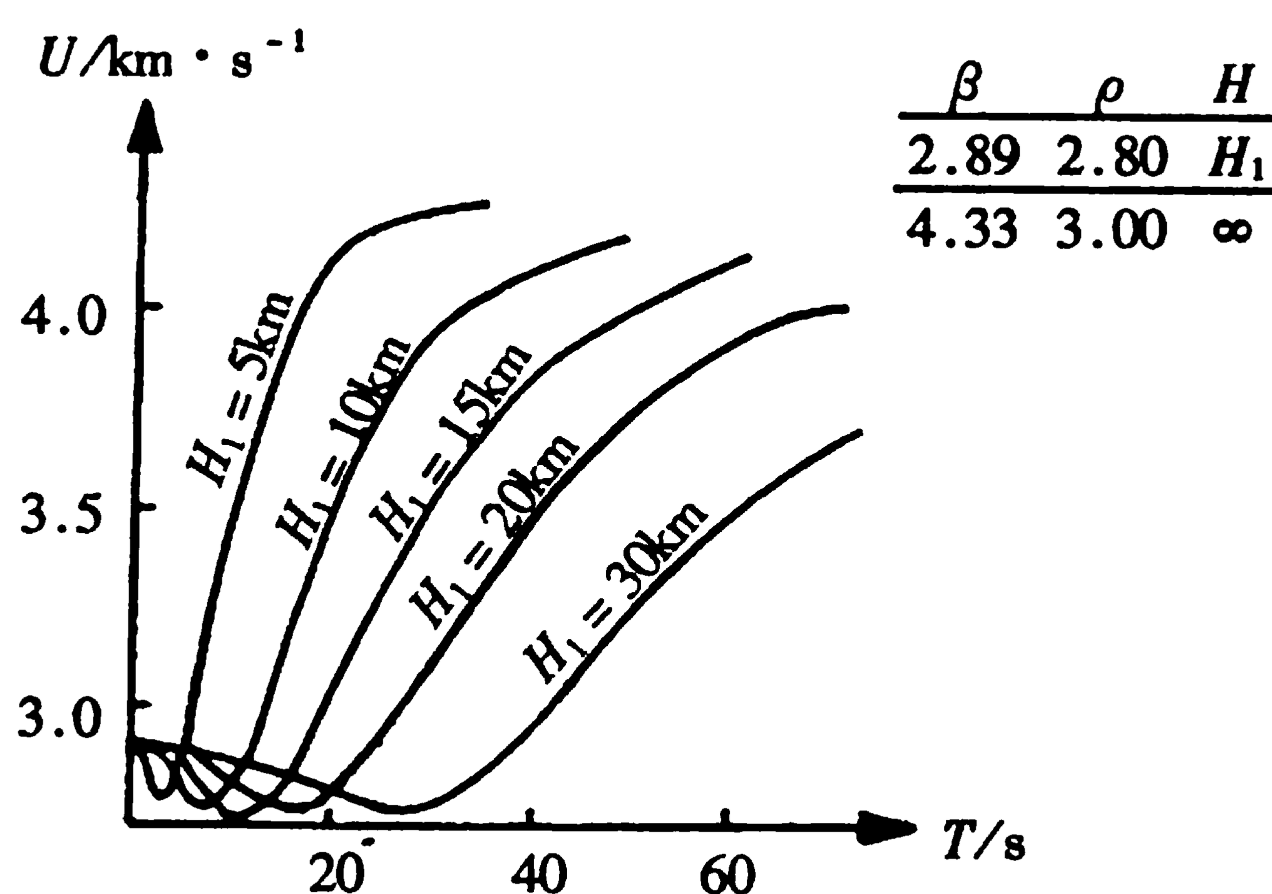



图 5-20 勒夫波的理论频散曲线

从地震记录图上可得到实验频散曲线。以理论频散曲线为量板，将实验值与理论值比较，就能得到地层厚度的平均值及其构造情况。由于不同地区的地壳结构存在差异，因而面

波频散曲线也不同。

## §5.3 地震参数的测定

当准确识别震相及取得相应数据后，下一步工作是进行地震基本参数的测定。地震基本参数一般包括发震时刻($T_0$)、震中位置（$\lambda_e$、$\varphi_e$），震源深度($h$)和震级($M$)。测定这些参数对于了解地震活动性，掌握地震时空分布规律，指导地震预报工作，具有重要意义。

### 一、发震时刻的测定

1. 走时表法

由 $\overline{S}$、$\overline{P}$（或 $S_n$、$P_n$）的到时差 $T_{\overline{S}}-T_{\overline{P}}$查走时表得出 $\overline{P}$ 波的走时 $t_{\overline{P}}$，则发震时刻

$$T_0 = T_{\overline{P}} - t_{\overline{P}}$$

此方法比较简便，由一个台的资料就可求出发震时刻，多台取其平均值。在实际工作中经常应用。

2. 和达法

设在距震源为 $D$ 的观测点 $S$，$\overline{P}$、$\overline{S}$ 震相的到时为 $T_{\overline{P}}$、$T_{\overline{S}}$，传播速度为 $v_{\overline{P}}$、$v_{\overline{S}}$，于是有

$$D = v_{\overline{P}}(T_{\overline{P}} - T_0) \tag{5.16}$$

$$D = v_{\overline{S}}(T_{\overline{S}} - T_0) \tag{5.17}$$

两式相减得

$$T_{\overline{S}} - T_{\overline{P}} = \frac{D}{v_{\overline{S}}} - \frac{D}{v_{\overline{S}}} = D \cdot \frac{v_{\overline{P}} - v_{\overline{S}}}{v_{\overline{P}} v_{\overline{S}}}$$

所以

$$T_{\overline{S}} - T_{\overline{P}} = \left(\frac{D}{v_{\overline{P}}}\right)\left(\frac{v_{\overline{P}}}{v_{\overline{S}}} - 1\right) \tag{5.18}$$

将(5.16)代入(5.18)式中有

$$T_{\overline{S}} - T_{\overline{P}} = (T_{\overline{P}} - T_0)\left(\frac{v_{\overline{P}}}{v_{\overline{S}}} - 1\right)$$

令$\frac{v_{\overline{P}}}{v_{\overline{S}}} = \gamma$，则有：

$$T_{\overline{P}} = T_0 + \frac{1}{\gamma - 1}(T_{\overline{S}} - T_{\overline{P}}) \tag{5.19}$$

可见(5.19)式是一直线方程，若有三个以上台的资料，以 $T_{\overline{P}}$为横轴，($T_{\overline{S}}-T_{\overline{P}}$)为纵轴作图，诸点所成直线在 $T_{\overline{P}}$轴上的截距即为发震时刻 $T_0$（图 5-21）。

直线与 $T_{\overline{P}}$轴夹角的正切（即斜率）为

$$\tan\alpha = \frac{T_{\overline{S}} - T_{\overline{P}}}{T_{\overline{P}} - T_0}$$

$$= \frac{t_{\overline{S}} - t_{\overline{P}}}{t_{\overline{P}}}$$

$$= \frac{v_{\bar{P}}}{v_{\bar{S}}} - 1 = \gamma - 1$$

所以

$$\gamma = \tan\alpha + 1$$

一般 $v_{\bar{P}}/v_{\bar{S}} = 1.73$，所以 $\alpha$ 为36°左右，不同地区略有差异。此方法不但能求发震时刻，而且还可求得纵、横波速度比，以及检验震前的波速异常和震源各方向上的介质性质。

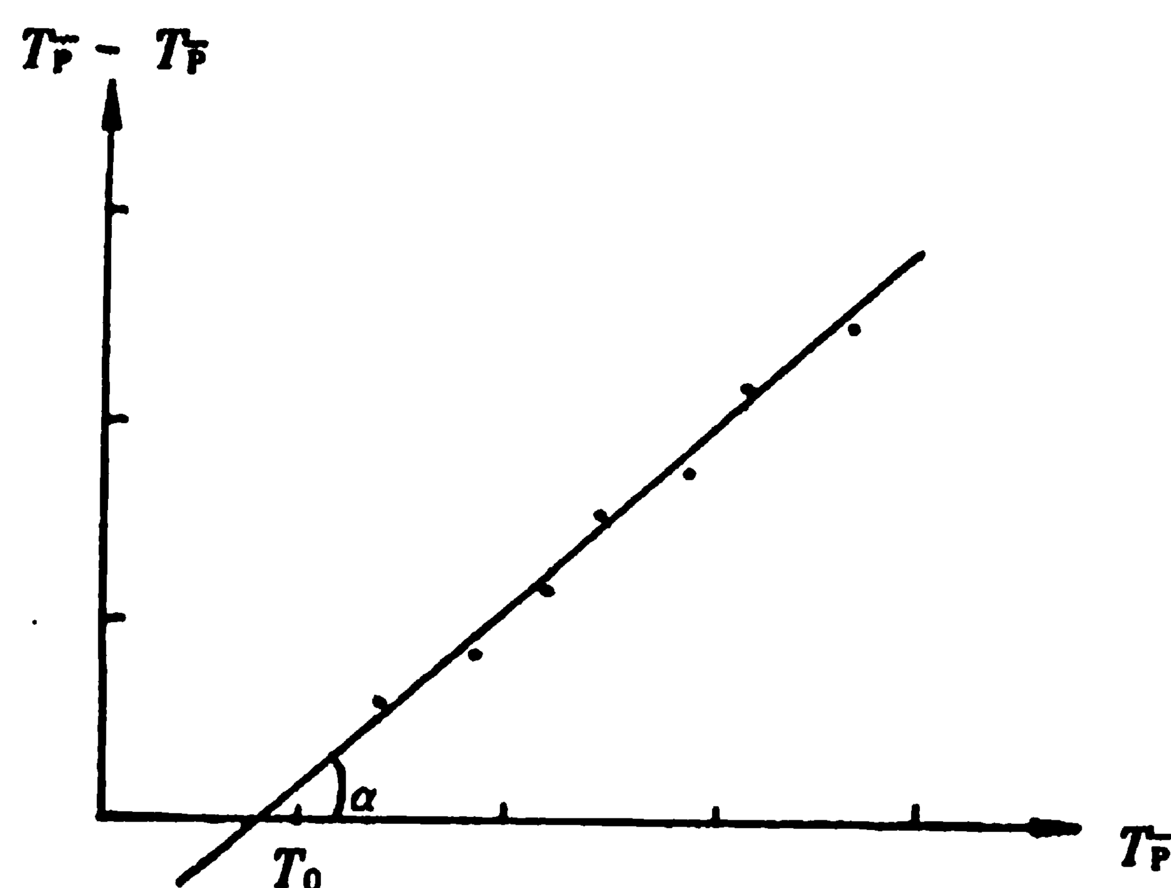



图 5-21　和达法测定发震时刻

作图时会有一些点偏离较远，其原因可能是：①钟差不准；② $T_{\bar{S}}$测量误差；③区域性波速比异常（即 $\gamma$ 不是常数）。作图时必须考虑这些因素的影响。

## 二、地震震中的测定

### （一）方位角法

方位角法是利用 P 波初动方向和 P 波初动振幅先求出震中方位角 $\alpha$，再根据S-P 由走时表查出震中距 $\Delta$。然后依 $\alpha$ 和 $\Delta$ 作图求得震中位置 $E$。

1. 求震中方位角 $\alpha$

震中方位角是指台站 $S$ 指北的方向与台站 $S$、震中 $E$ 联线间的夹角（图 5-22），其数值由北顺时针量取。具体测定方法如下。

在地震记录图上分别量出 P 波东西分量和南北分量的初动振幅 $Y_{E-W}$和 $Y_{N-S}$（以 mm 计），再根据地震仪相应两分量的动态放大率 $V_{E-W}$和 $V_{N-S}$，换算成地动位移（单位 μm)。

$$A_{E-W} = \frac{Y_{E-W}}{V_{E-W}}, \quad A_{N-S} = \frac{Y_{N-S}}{V_{N-S}}$$

由图 5-22(b)可看出

$$\tan\alpha = \frac{A_{E-W}}{A_{N-S}}$$

令此 $\alpha$ 为 $\alpha_0$。

再根据 P 波初动方向确定震中方位。因 P 波质点振动方向与波射线一致，P 波到达观测点时，其初动方向不是向源，就是离源。当垂直分量初动方向向下时，水平合矢量指向震中，反之，则背向震中。因此，由 P 波在三分量记录上的初动方向可推断震中位于台站哪个方向（表 5-4）。

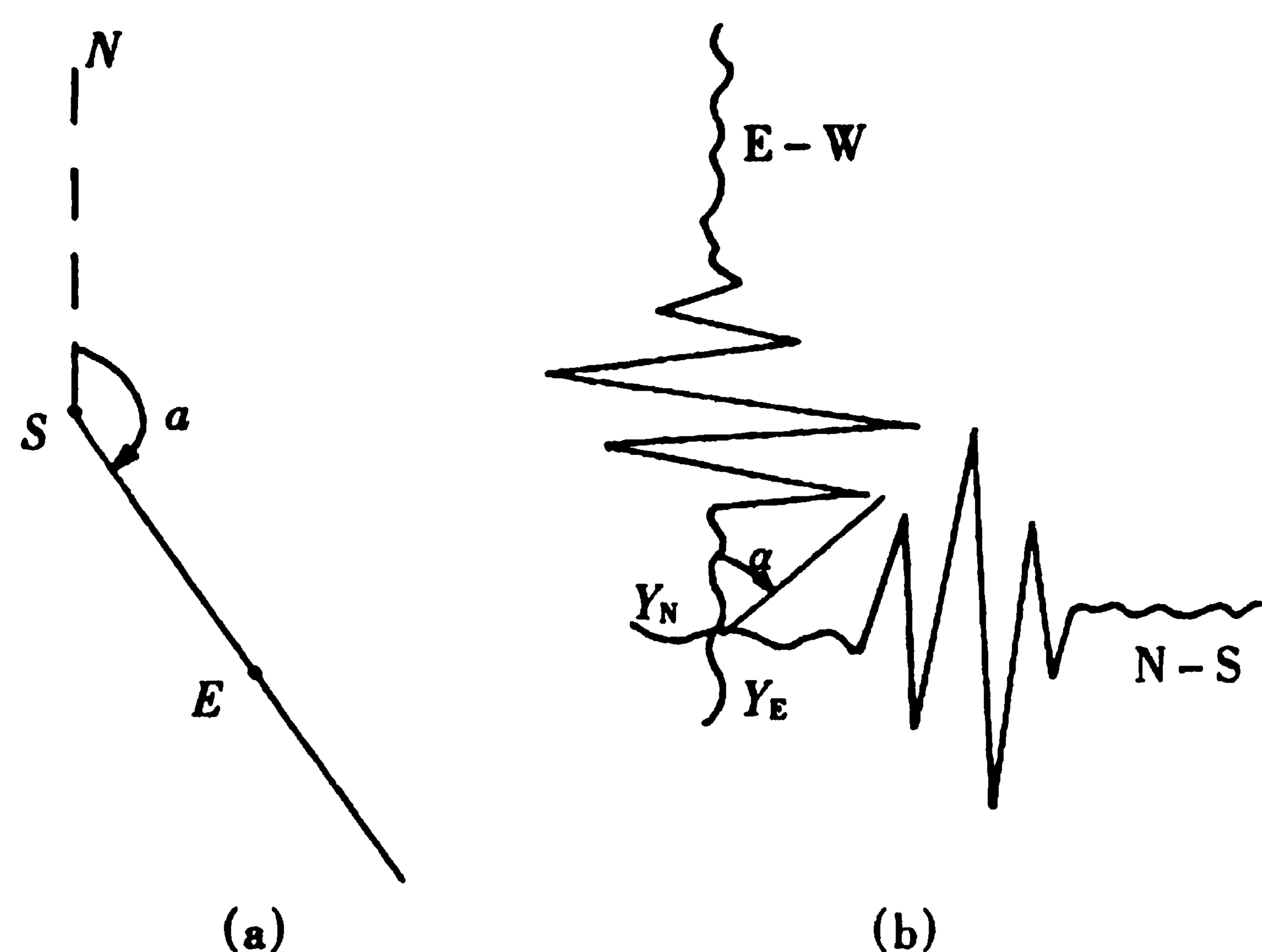



图 5-22　方位角法测定震中

表 5-4　以 P 波初动方向判断震中方位

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| P 波三分量初动方向 | － | － | － | － |
| | ＋ | ＋ | ＋ | ＋ |
| 震中方位 | 东　北<br>(0°～90°) | 东　南<br>(90°～180°) | 西　南<br>(180°～270°) | 西　北<br>(270°～360°) |

表中箭头指向表示水平分量初动方向；“＋”、“－”号分别表示 P 波垂直分量初动向上和向下。

至此，不难看出，当震中位于台站

东北方向：$\alpha = \alpha_0$

东南方向：$\alpha = 180° - \alpha_0$

西南方向：$\alpha = 180° + \alpha_0$

西北方向：$\alpha = 360° - \alpha_0$

2．求震中距 Δ

在地震记录图上量出 $\overline{S}$-$\overline{P}$ 后，从走时表上查出 Δ。

具体作法

在一定比例尺（如百万分之一）地图上，先画出过台站 $S$ 的经线，以其为零线量出方位角 $\alpha$ 并画出震中方位线，再以台站为中心，以震中距 Δ 为半径画弧，其与方位线的交点即为震中位置 $E$，最后从地图上读出震中的经纬度 $\lambda_e$、$\varphi_e$。

（二）交切法

如有三个台以上的地震记录资料，根据各台的到时差 $\overline{S}$-$\overline{P}$，利用某一深度的近震走时表查出震中距 Δ，在地图上以台站 $S$ 为圆心，震中距 Δ 为半径画圆弧，三个圆弧的交点即为

震中位置。如果用某一深度的走时表求出的 $\Delta$ 画图得到的交点比较集中，则该深度即为所求的震源深度。图 5-23 是根据 1975 年 2 月 12 日海城地震的实测资料以交切法得到的震中位置。

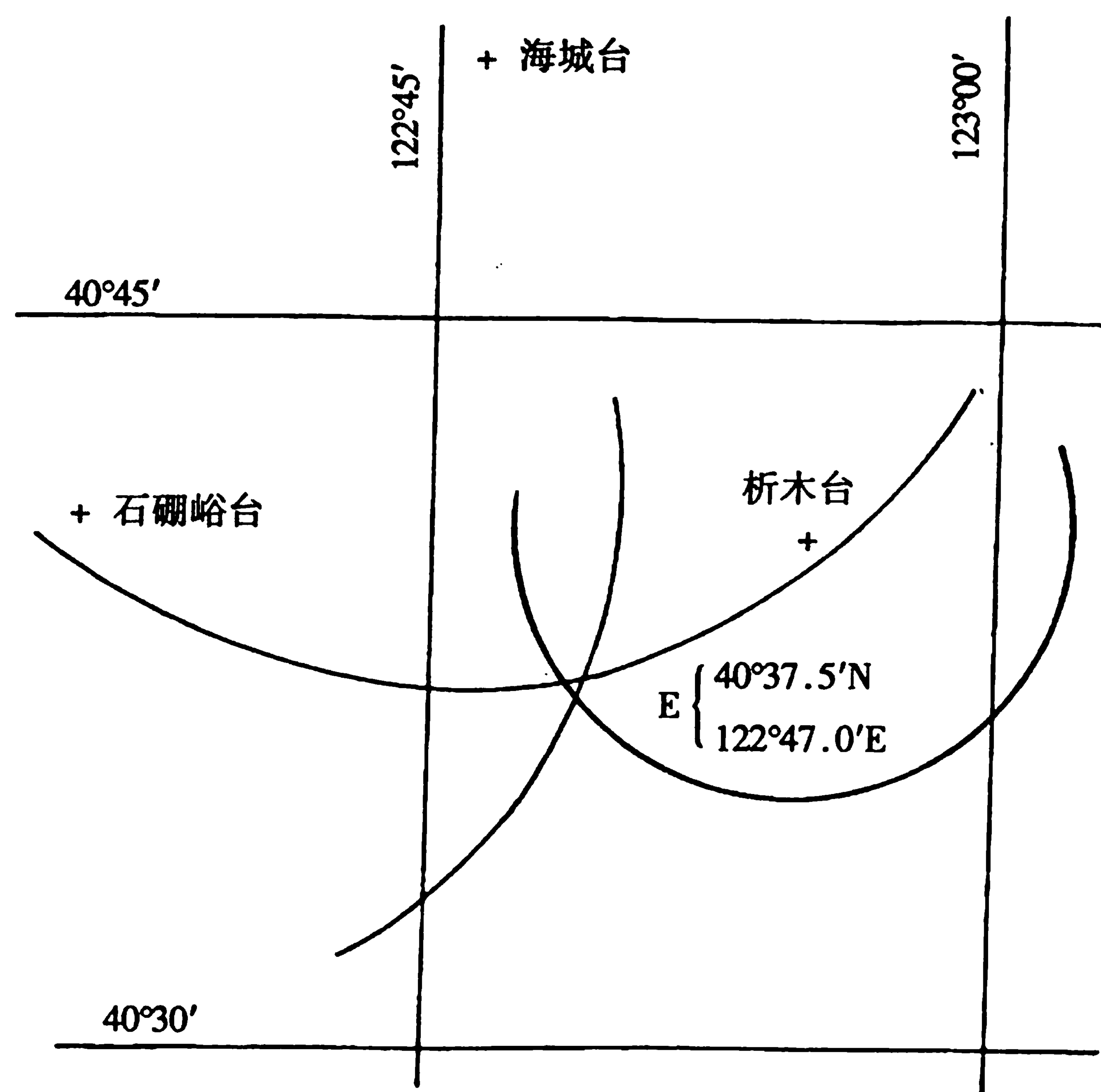



图 5-23　交切法测定震中

对于远震震中位置的测定，由于震中距离大，地球曲率不容忽略，所以，作图要在吴尔夫网（Wulff net）上进行，这里不做叙述。

## 三、地震震级的测定

目前常用来表示地震强度的量有地震震级，地震能量和地震烈度。一般微观上用震级和能量表示，宏观上则用烈度表示。

震级反映地震本身的大小，由地震波振幅和周期确定。相对来说，震级的物理意义比烈度等概念严谨和明确，因而世界各国均统一用震级表征地震的强弱。

现代震级可概括为三种标度，一是近震震级标度 $M_L$，二是面波震级标度 $M_S$，三是体波震级标度 $m$。以上三种标度均属里希特-古登堡震级体系。

### （一）近震震级的测定

里希特（Richter C F）在 1935 年研究美国加里福尼亚地区的地震活动时，发现在 $\lg A$-$\Delta$ 曲线图上（$A$ 为以 mm 计的最大振幅，$\Delta$ 为震中距）多次地震的振幅变化曲线大体彼此平行。任何两次大小不等的事件，其最大振幅对数之差与震中距无关。于是提出计算震级的公式为

$$M_L = \lg A - \lg A_0 \tag{5.20}$$

式中 $A$ 为两水平分向最大振幅的算术平均值，$\lg A_0$ 为零级地震的起算函数。这里，零级地震被定义为当 $\Delta = 100$ km 时，伍德安德森扭摆式地震仪（$V_0 = 2\ 800$，$T = 0.8$ s，$D = 0.8$）记下的两水平分量最大振幅平均值为 1 $\mu$m。

1959 年，我国地震学家李善邦在里希特震级标度基础上提出了适合中国台网短周期地震仪测算震级的公式，

$$M_L = \lg A_\mu + R(\Delta) \tag{5.21}$$

式中，$A_\mu = \frac{1}{2}(A_E + A_N)$，以 $\mu m$ 为单位，$A_E$、$A_N$分别为东西、南北水平分向的最大地动位移。两水平分向勿需追踪同一时刻振幅，$R(\Delta)$为震级起算函数，其数值不仅随震中距离 $\Delta$ 改变，亦因地震仪器类型不同略有差异，见表 5-5。

**表 5-5　测定 $M_L$的起算函数$R(\Delta)$表**

| $\Delta$/km | 基　式 $R(\Delta)$ | 62,64 型 $R_1(\Delta)$ | $\Delta$/km | 基　式 $R(\Delta)$ | 62,64 型 $R_1/\Delta$ | $\Delta$/km | 基　式 $R(\Delta)$ | 62,64 型 $R_1(\Delta)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0~5 | 1.8 | 1.8 | 110 | 3.5 | 3.5 | 350~370 | 4.3 | 4.5 |
| 10 | 1.9 | 1.9 | 120 | 3.5 | 3.5 | 380~390 | 4.3 | 4.6 |
| 15 | 2.0 | 2.0 | 130~140 | 3.5 | 3.5 | 400~420 | 4.4 | 4.7 |
| 20 | 2.1 | 2.1 | 150~160 | 3.6 | 3.6 | 430~460 | 4.4 | 4.75 |
| 25 | 2.3 | 2.3 | 170~180 | 3.7 | 3.7 | 470~500 | 4.5 | 4.8 |
| 30 | 2.5 | 2.5 | 190~200 | 3.7 | 3.7 | 510~600 | 4.5 | 4.8 |
| 35 | 2.7 | 2.7 | 210~220 | 3.8 | 3.8 | 610~650 | 4.6 | 5.0 |
| 40 | 2.8 | 2.8 | 230~240 | 3.9 | 3.9 | 700 | 4.6 | 5.1 |
| 45 | 2.9 | 2.9 | 250~260 | 3.9 | 3.9 | 750 | 4.7 | 5.2 |
| 50 | 3.0 | 3.0 | 270~280 | 4.0 | 4.0 | 800 | 4.7 | 5.2 |
| 55 | 3.1 | 3.1 | 290~300 | 4.1 | 4.1 | 850 | 4.7 | 5.2 |
| 60~70 | 3.2 | 3.2 | 310~320 | 4.1 | 4.1 | 900 | 4.8 | 5.2 |
| 75~85 | 3.3 | 3.3 | 330 | 4.2 | 4.2 | 1000 | 4.8 | 5.3 |
| 90~100 | 3.4 | 3.4 | 340 | 4.2 | 4.2 | | | |

（二）远震震级的测定

远震震级的测定一般分面波法和体波法两种。

1. 用面波测定震级 $M_S$

在浅源远震记录图上，面波震相比较突出，容易辨认，便于测量，被广泛采用，因而面波震级是通用震级。其计算公式为

$$M_S = \lg\left(\frac{A}{T}\right)_{max} + \sigma(\Delta) + C \tag{5.22}$$

式中：

$A$—面波水平向最大地动位移，是同一时刻两水平分向地动位移的矢量和，即

$$A = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}(\mu m)$$

$T$——最大振幅相应的周期；$\sigma(\Delta)$——面波震级的起算函数；$C$——台站校正值，与台基地质构造、土质条件有关。

2. 用体波测定震级 $m$

由于强远震的面波记录有时限幅，深源远震的面波很弱，甚至不出现，因而必须用体波

P、S 或 PP 震相的最大振幅来测定震级。记作 $m$ 或 $M_B$。计算公式为

$$m = \lg\left(\frac{A}{T}\right)_{\max} + Q(\Delta, h) + S \tag{5.23}$$

式中 $A$ 为体波最大地动位移。它可以是 P 和 PP 的垂直向或水平向最大地动位移，也可以是 S 波的水平向最大地动位移，以 μm 计；$T$ 是相应周期，以秒计；$Q(\Delta, H)$为起算函数；$S$ 为台站校正值。

为使各台站报出的震级一致，我国规定对外交换和上报资料一律采用 $M_S$ 震级。所以，无法直接测得 $M_S$的台站，均需将测得的 $M_L$换算成 $M_S$。根据我国的实际情况，$M_L$同 $M_S$的换算经验公式为

$$M_S = 1.13M_L - 1.18 \tag{5.24}$$

为方便计，有现成的 $M_L \sim M_S$换算表可供查用（表 5-6）。

**表 5-6　$M_L$换算 $M_S$表（部分）**

| $M_L$ | 1.0 | 1.2 | 1.3 | 1.5 | 1.7 | 1.8 | 2.0 | 2.4 | 2.5 | 2.7 | 3.0 | 3.1 | 3.2 | 3.3 | 3.3 | 3.4 | 3.5 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $M_S$ | 0.1 | 0.3 | 0.4 | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.6 | 1.8 | 2.0 | 2.3 | 2.4 | 2.5 | 2.6 | 2.7 | 2.8 | 2.9 |
| $M_L$ | 3.6 | 3.7 | 3.8 | 3.9 | 3.9 | 4.0 | 4.1 | 4.2 | 4.3 | 4.4 | 4.5 | 4.6 | 4.7 | 4.8 | 4.8 | 4.9 | 5.0 |
| $M_S$ | 3.0 | 3.1 | 3.2 | 3.3 | 3.4 | 3.5 | 3.6 | 3.7 | 3.8 | 3.9 | 4.0 | 4.1 | 4.2 | 4.3 | 4.4 | 4.5 | 4.6 |

近年来，由于计算技术与计算设备的迅速发展，为震源参数的准确定位提供了方便、快捷的条件。

下面介绍震源参数计算机定位的原理和步骤。

设有四个以上台站观测到了某次地震的 $\bar{\mathrm{P}}$ 波到时 $T_i$，各台站在直角坐标系中的坐标为$(x_i, y_i)$，震中坐标为$(x, y)$，震源深度为 $h$，发震时刻为 $T_0$，得震源球面方程：

$$(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + h^2 = v^2(T_i - T_0)^2 \tag{5.25}$$

式中：$i = 1, 2, 3, \cdots, n$；$v$ 为波速，不同地区会有差异，同一地区可采用平均速度。

因(5.25)式所用台站参数是直角坐标系中的数据，故须先将台站经、纬度进行转换。最后给出 $x$、$y$、$h$ 和 $T_0$ 后再将 $x$、$y$ 转回经、纬度值。

定位计算一般分两步进行，即初定和修订。初定仅须根据区域台网提供的直达波到时，将走时方程线性化，从而解出四个震源参数。在初定基础上，再采用“中国地区近震走时表”或“区域走时表”，以最小二乘法或其它最优化方法对这些参数进行修订。为保证精度，修订前必须对有关数据认真检查，剔除那些明显错误的数据。欲了解详细原理和具体方法请参阅有关书籍，这里不予赘述。

## §5.4　震源机制概述

震源机制是研究地震发动的方式，从而推断地震的直接成因。即研究地震发生瞬间，震源区深部构造运动的力学过程。研究内容包括震源断层的产状(走向、倾向和倾角)、错动方式、错动幅度、破裂传播速度以及震源区构造力的有关参数等。

震源机制研究以弹性回跳理论为基础。弹性回跳理论把构造地震归因于岩层中长期积累的应力增加到超过其抵抗强度时，岩层突然断裂、错动并释放应变能的结果。既然地震是由断层错动引起的，这样，就可以通过分析记录的地震波资料求出震源断层的有关参数，进而推测区域构造力的作用方式和性质。

目前，研究震源机制的方法很多，但主要是采用地震波动力学特征的方法。此方法可利用的资料丰富，而且也较为科学和严谨。这里仅介绍其中的P波初动解法，它是最简单也是最常用的方法。

## 一、P波初动方向的分布

由地震记录图可以看到，一地震台记到有些地区的P波初动方向指向震中，有些地区的P波初动方向则背离震中。另外，同一地震，有些台站垂直分量记录的P波初动方向向上，而其它一些台站垂直分量的P波初动方向则向下，且大都呈四象限分布。研究表明，上述现象主要与区域构造力作用方式有关。

为了求解震源机制参数，人们尝试用各种力学模型或等效源模拟震源的运动。如果依所采用的模型得到的地震波初动分布与实际观测的相符，那么，该模型就可能代表实际的震源模型。

当震源体积的尺度远小于地震波的波长时，可以把震源看成是一个几何点，称为点源。这是震源模型最简单的情况。在远离震源的地方，点源和体源所产生的地震波效果是相同的，因此一般多采用点源模型。

最初采用的是单力偶模型，即在地震瞬间，震源处突然作用一个力偶，使断层两盘发生相对运动，扰动周围介质，从而辐射出地震波。

后来又推出了双力偶模型。因构造运动，地下某处形成由压应力（$P$ 轴）和张应力（$T$ 轴）组成的主应力场。当这个应力场中的切应力超过岩石的剪切强度时，岩体就断裂错动，发生地震（图 5-24）。

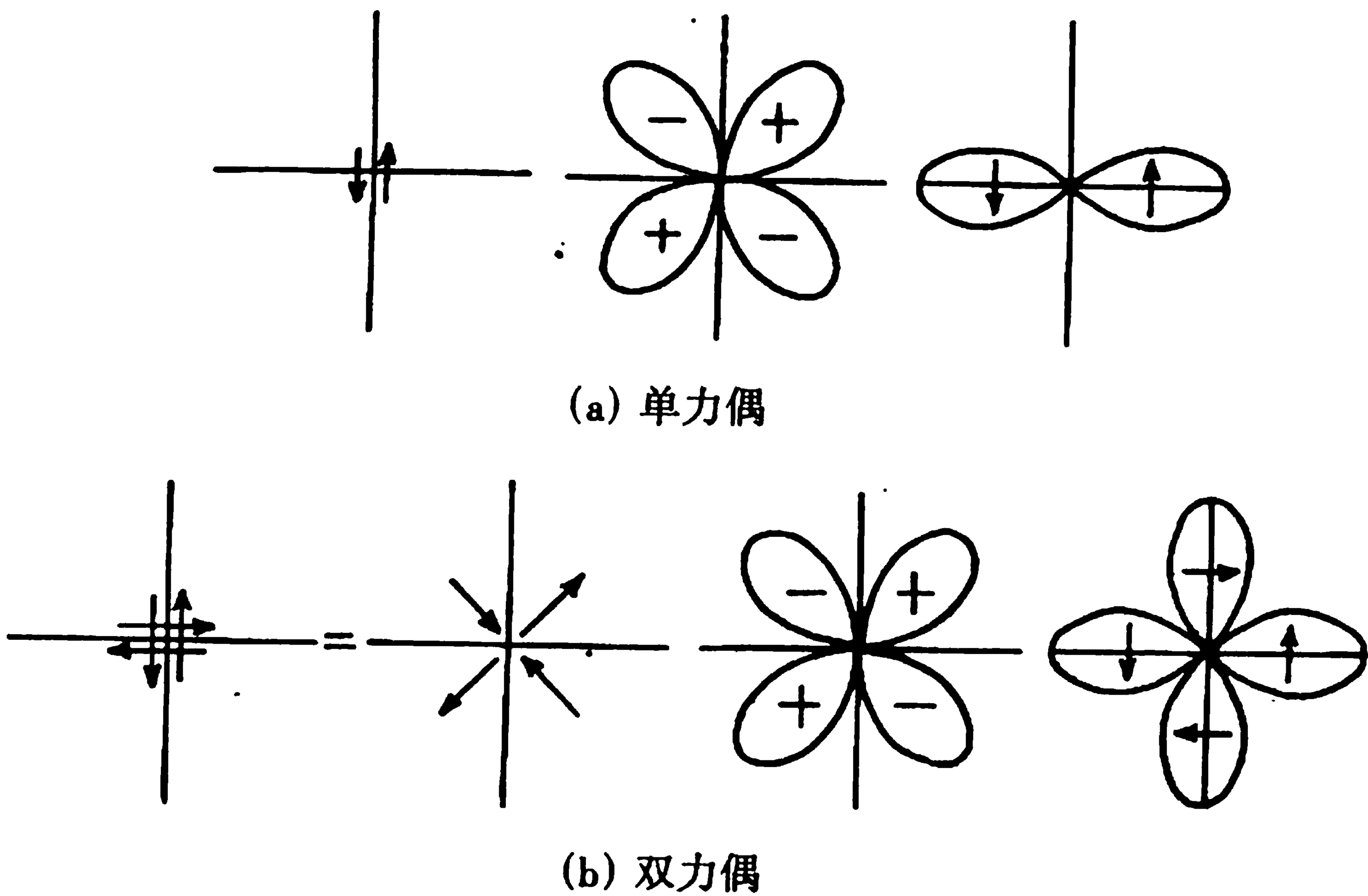



**图 5-24　点源力学模型及辐射图案**

单力偶和双力偶点源模型的 P 波初始位移辐射图案相同，但 S 波却有很大差异（图 5-

24)。通过对横波、面波的观测资料和模拟实验研究表明，双力偶模型比单力偶模型合理。

通过图 5-24 可以看出，不论是单力偶还是双力偶作用，都是箭头前方的介质最初受到推挤作用（即受压缩），箭头后方介质受到拉伸作用（即被膨胀）。震源周围的空间被分成初动压缩和膨胀交替排列的四个象限区。从压缩区传播出去的纵波为压缩波，其质点运动方向开始是离开震源的，当振动到达地表时，垂直向地震仪应记到向上的初动位移，通常以“+”号表示。由膨胀区传播出去的纵波为膨胀波，其质点运动方向和振动到达地表时的初动位移皆与压缩波情况相反，通常以“-”号表示。压缩区与膨胀区的交界面称为节面，节面上的位移为零。对于断层震源，波有两个节面，其中一个是断层面，另一个是辅助面。节面与地面的交线称节线。

上述点源力学模型，对于解释地震波初动分布是合适的。但点源模型毕竟是简单地近似描述，因为，实际的断层错动占据有限的空间，并且发生在有限的时间段之内。所以，前些年又探讨了有限移动源的体波辐射问题。

## 二、在乌尔夫网上求 P 波初动解

### 1．震源球与理想观测点

由于地球介质不均匀，地震射线发生弯曲，有可能使震源辐射出的射线从断层面一侧跑到断层面的另一侧（图 5-25）。于是，在假定地球介质是均匀时预期接收到压缩（初动向上）的地方可能会记到膨胀（初动向下），预期接收到膨胀（初动向下）的地方可能会记到压缩（初动向上）。在这种情况下就不能再用两个互相垂直的平面将膨胀区和压缩区分隔开。为了解决因射线弯曲带来的上述麻烦，可以把在地面 $S$ 点记到的初动标注在射线离源时的切线与以震源为球心，以充分小的长度为半径的小球球面的交点处。球内介质可视为均匀和各向同性的，这个理想化的小球称震源球。这样，地震射线在震源球内的路径为直线，射线在震源球面上的交点称理想观测点（图 5-25）。理想观测点在震源球面上的位置由台站方位角与离源角确定。



**图 5-25 震源球与理想观测点示意图**

### 2．台站方位角与离源角

台站方位角是地震台站相对于震中的方位，即台站、震中连线与过震中指北方向间的夹角（顺时针量取），常以字母($\alpha$ 或 $A_Z$)表示。对于震中附近的台站，可以用量角器从地图上直接量取。对于远距离台站，考虑地球表面的曲率，需在乌尔夫（Wulff）网上求取，亦可用球面公式计算。

离源角是指地震射线离开震源的方向与过震源的铅垂线间的夹角。为方便计，一些震相

已有绘制好的不同震源深度的离源角随震中距变化的曲线和表格供查用。

3．在乌尔夫网上求 P 波初动解的方法

利用 P 波初动方向求震源机制解，通常是采用赤平极射投影方法在乌尔夫网上进行的。操作步骤是：投影理想观测点并标出相应的 P 波初动符号；画出区分初动符号的两条节线；测量节面产状和各力轴取向。

赤平极射投影为半球投影，这里采用上半球投影。图 5-26 中的 $S'_1$ 即为 $S_1$ 的投影。对那些位于下半球的理想观测点用其对蹠点投影，图中 $S''_2$ 即为 $S_2$ 的投影。

投影完理想观测点后，下一步就是画节线。画节线一般须满足下列条件：

（1）节线须是乌尔夫网上的大圆弧，因其所对应的节面都过震源；

（2）两条节线应把投影的初动符号分成正负相间的四个象限，且相邻象限符号相反，相对象限符号相同；

（3）因节面是互相垂直的，故画出的两条节线应互相正交。正交的标志是一大圆弧过另一大圆弧的极点。

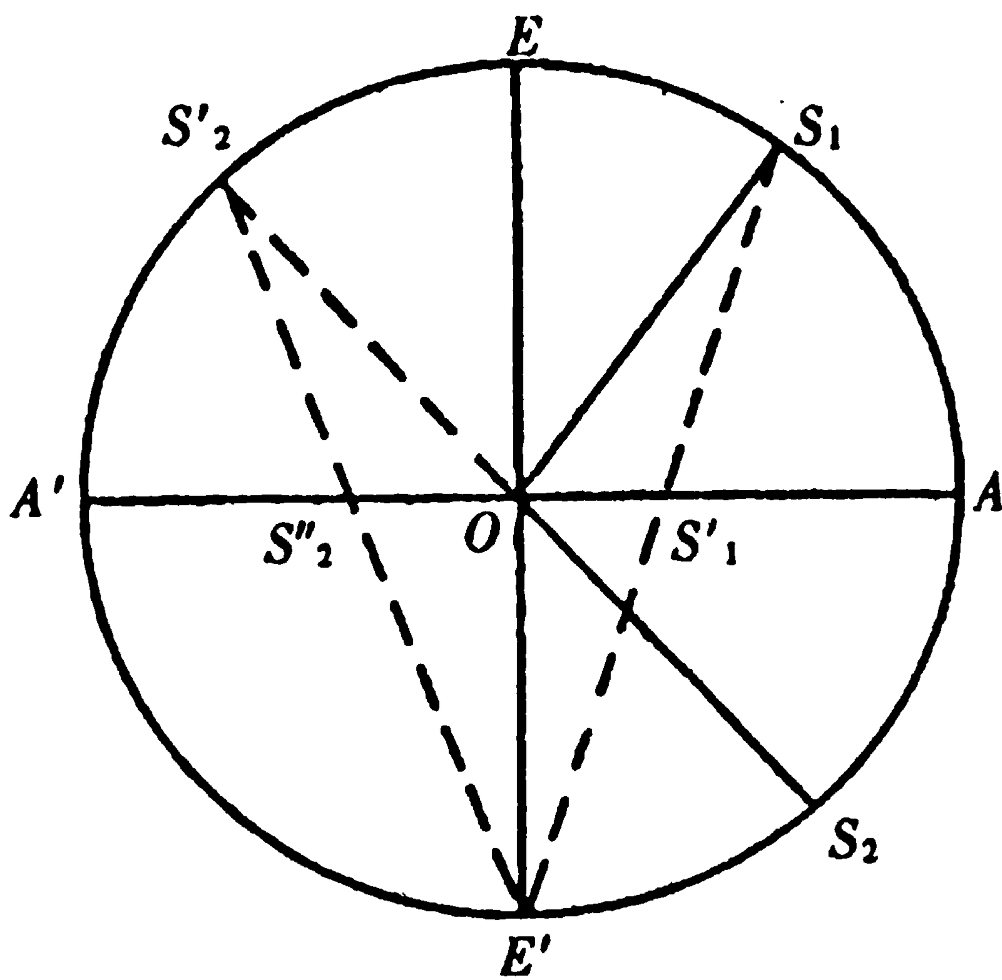



图 5-26　理想观测点投影方法

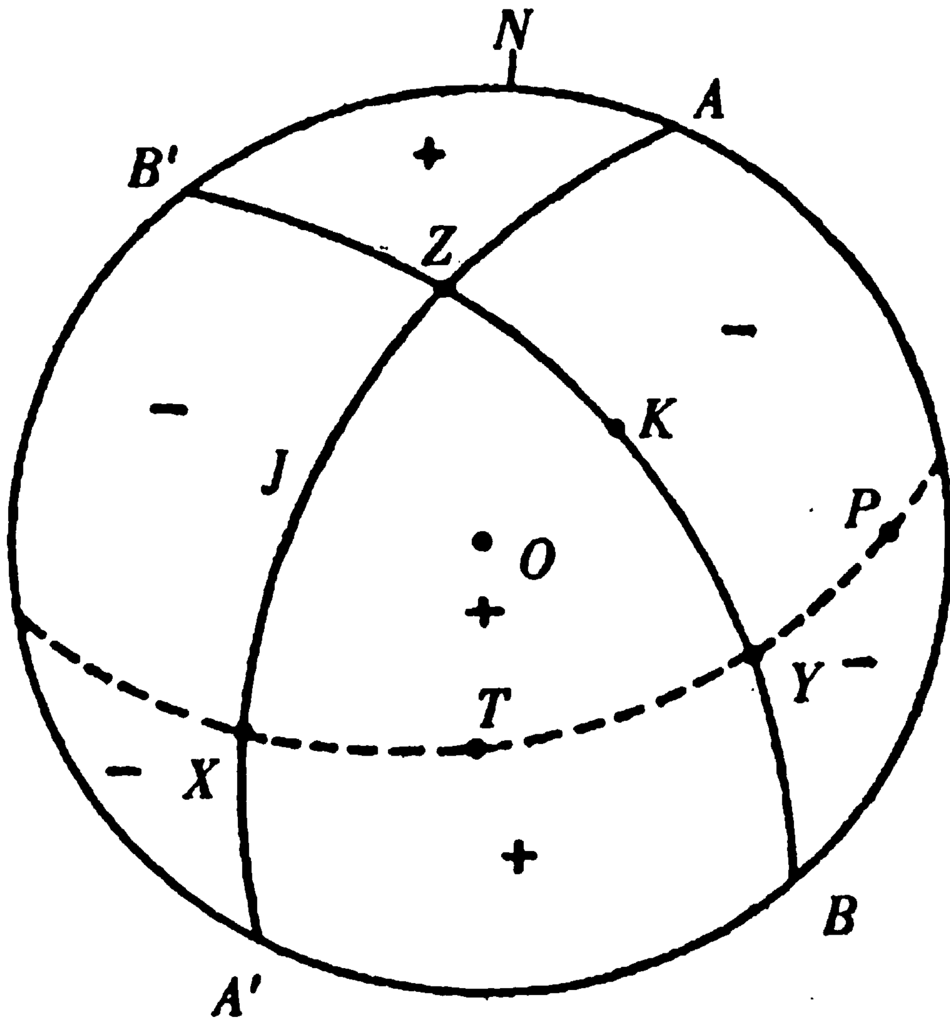



图 5-27　震源机制参数的测定

图 5-27 中的 $A-A'$ 和 $B-B'$ 即为画出的两条节线，$X$ 和 $Y$ 则分别是作用于两节面上剪应力轴的投影。位于“+”区的 $T$ 轴为主张应力轴的投影，位于“−”区的 $P$ 轴为主压应力轴的投影。

画出节线后，即可测定节面的产状和各力轴取向。然后把以上参数列于表 5-7。

表 5-7　震源机制参数表

| 节面 A | 节面 B | X　轴 | Y　轴 | P　轴 | T　轴 | Z　轴 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 走向<br>倾向<br>倾角 | 走向<br>倾向<br>倾角 | 方　位<br>仰　角 | 方　位<br>仰　角 | 方　位<br>仰　角 | 方　位<br>仰　角 | 方　位<br>仰　角 |

震源机制解在地图上一般用海滩球表示，见图 5-29。这是目前国内外通用的表示形式。

## 三、一些典型地区的震源机制

地震是地球在现代构造应力作用下浅部介质的瞬时运动。由 P 波初动方向求得的主应力虽然只代表震源区的局部构造应力场，但根据一地区较多地震的震源机制解，再结合具体地质构造情况，便可给出该地区现代构造应力场的基本轮廓。震源机制是当前关于地球中的

应力和现代地壳运动资料的主要来源。

下面概要介绍世界一些典型地区的震源机制研究结果。

1．海洋地震的震源机制

海洋地震的 $P$ 波初动已有很详细的研究，海洋地震的活动性及其震源机制是板块构造理论的主要依据。

在海沟附近及其稍外侧发生的浅震，多半是与岛弧走向相平行的正断层。这可能是由于大洋板块发生弯曲，上面的张力作用引起的。海沟内侧的浅震，其地震断层多半是属于小倾角逆断层。这些地震被认为是板块边缘地震。

大多数的中源地震发生在岛弧和海沟地区，它们的震源机制比较复杂，多数中源地震的断层为倾滑型，只有少数为走滑断层。

海岭轴部地震断层面解是正断层，张力轴近于水平，并与海岭走向垂直。这说明海岭轴部受张力作用。海岭常被转换断层切割，并沿破裂带走向错开。转换断层上发生的地震，其震源断层为直立走滑型，见图 5-28。

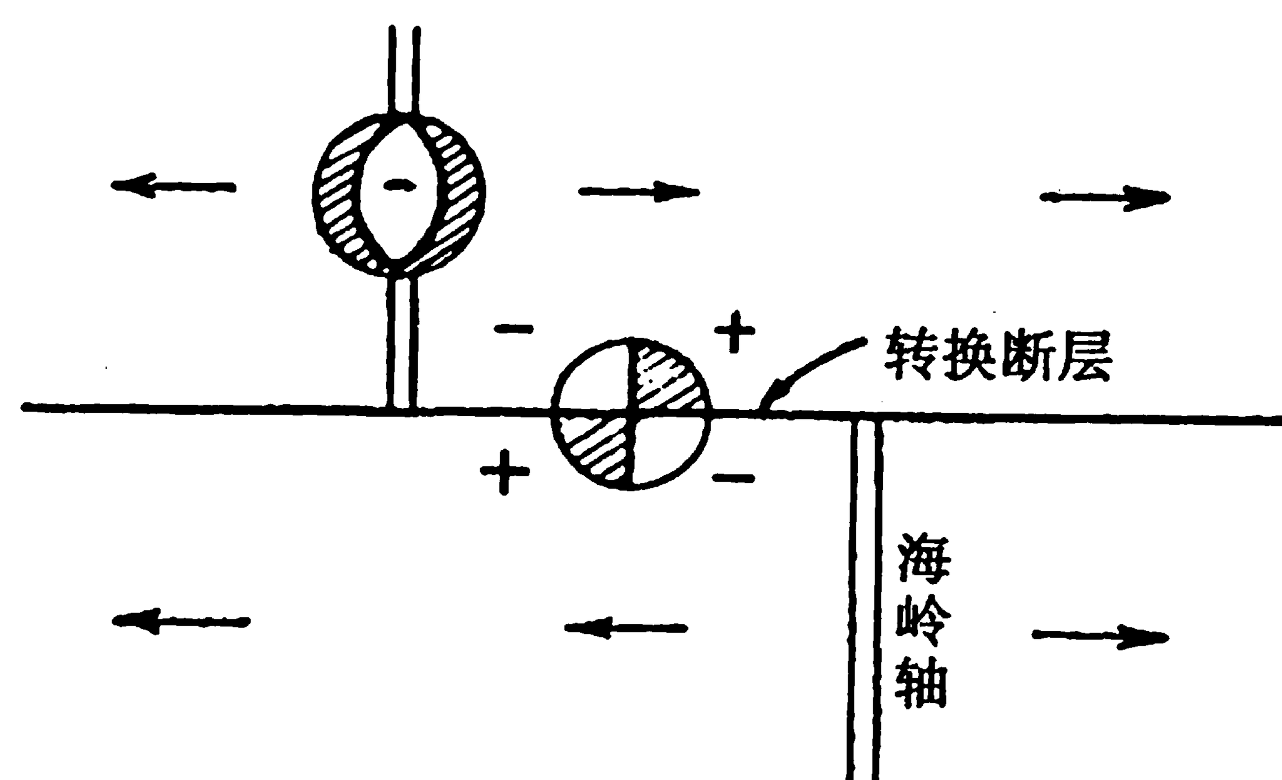



图 5-28　中央海岭和转换断层上的震源机制

2．大陆地震的震源机制

大陆内部同一板块上发生的地震称为板内地震。我国的地震，除台湾、青藏高原南部地区和东北深震区外，均属板内地震。对于板内地震的震源机制现在还没有找到统一的规律，这可能和大陆地震的成因还未确定有关。

图 5-29 为中国近代一些大地震的震源机制解。可以看出，我国大陆地震震源断层多属走滑型，应力轴几乎是水平的。中国及其周围邻近地区的震源机制解，总体上可用印度半岛北进所产生的压力来解释（Molnar and Tapponnier，1975）。

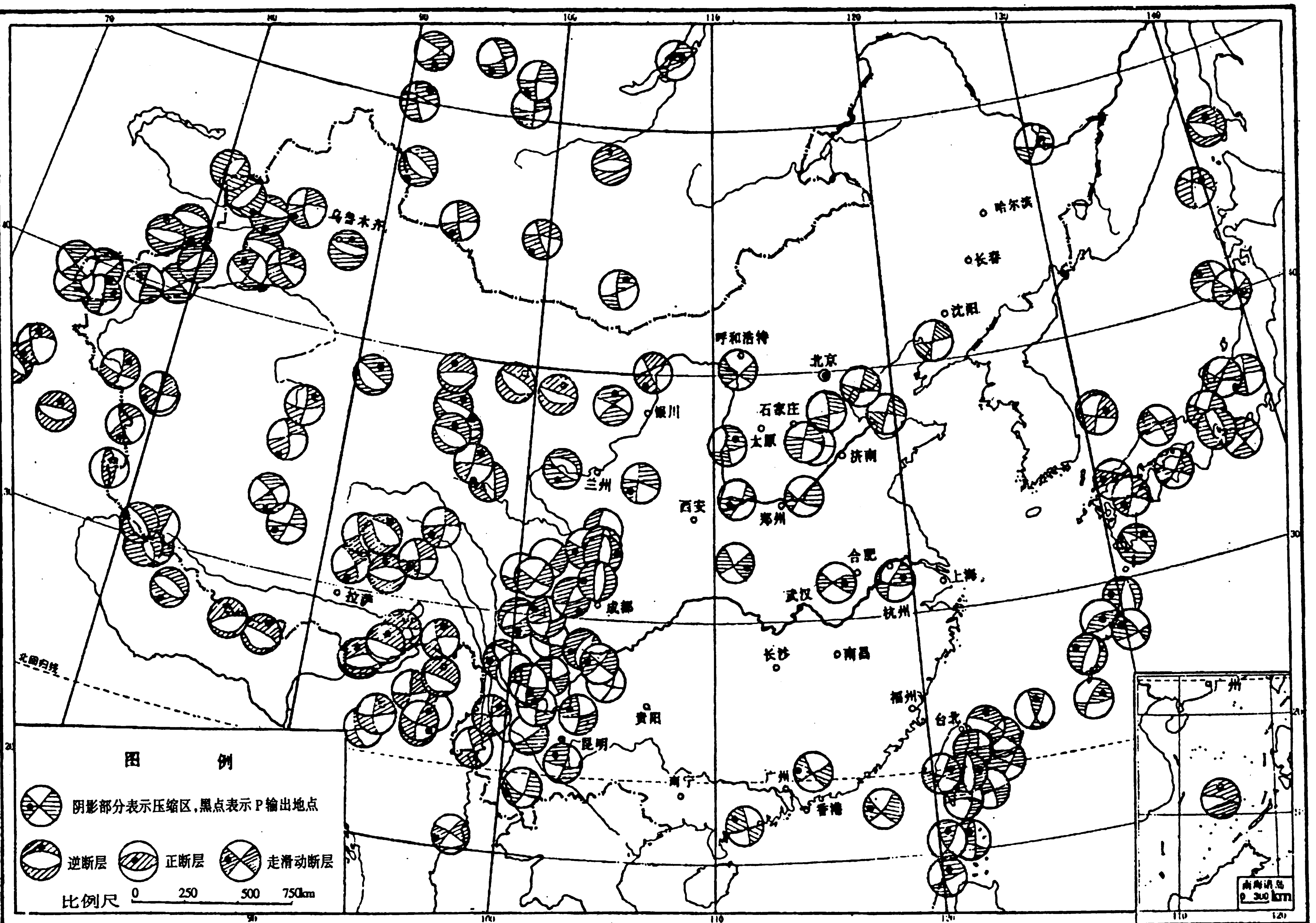



图 5-29 我国及邻区大地震震源机制分布图

# 主要参考文献

[1] 何樵登主编．地震勘探原理和方法．北京：地质出版社．1986．
[2] 何樵登，熊维纲主编．应用地球物理教程——地震勘探．北京：地质出版社．1991．
[3] 秦政编．石油地球物理勘探下册（地震勘探原理和解释）．北京：石油工业出版社．1987．
[4] 陆基孟主编．地震勘探原理．北京：石油工业出版社．1984．
[5] 刘馥主编．地震勘探导论．北京：地质出版社．1990．
[6] 沙树勤主编．地质学研究中的地球物理基础．北京：地质出版社，1991．
[7] 恽玲龄，胡德昭，朱慧娟等编．地球物理学原理与应用．南京：南京大学出版社，1987．
[8] 管泽霖，宁津生编．地球形状及外部重力场．北京：测绘出版社，1983．
[9] 罗孝宽，郭绍雍主编．应用地球物理教程——重力 磁法．北京：地质出版社，1991．．
[10] 董焕成主编．重磁勘探教程．北京：地质出版社，1993．
[11] 李瑞浩编著．重力学引论．北京：地震出版社，1988．
[12] 潘作枢．位场资料处理及解释问题．北京：地质出版社，1992．
[13] 吴庆鹏编．重力学与固体潮．北京：地震出版社，1997．
[14] 顾功叙编著．地球物理勘探基础．北京：地质出版社，1990．
[15]（丹麦）P·V·莎玛著，王恕铭，丁绪荣，苏子栋等译．地质学研究中的地球物理方法．北京：地质出版社，1983．
[16]（苏）B·B·别洛乌索夫主编．林彻，沈德富，钱竟阳译．地球构造圈．北京：地质出版社，1983．
[17]（美）P·德林格尔著．詹贤鋆等译．海洋重力学．北京：海洋出版社，1981．
[18] （英）J·A·雅各布斯著．吴佳翼，陈养正等译．地球学教程．北京：地质出版社，1979．
[19]（加拿大）J·A·雅各布斯，R·D·拉塞尔，J·T·威尔逊著．刘光鼎译．物理学与地质学．北京：海洋出版社，1984．
[20]（英）W.M. 特尔福德等著．吴荣祥译．应用地球物理学．北京：地质出版社，1982．
[21] 北京大学，中国科技大学地球物理教研室编．地磁学教程．北京：地震出版社，1986．
[22] 石琳珂，孙铭心，王广国，赵盛华编著．地球物理遗传反演方法．北京：地震出版社，2000．
[23] 丁绪荣主编．普通物探教程．北京：地质出版社，1984．
[24] 长春地质学院水文物探编写组．水文地质工程地质物探教程．北京：地质出版社，1980．
[25] 傅良魁主编．电法勘探教程．北京：地质出版社，1983．
[26] 刘国栋，陈乐寿主编．大地电磁测深研究．北京：地震出版社，1984．

[27] 石英俊等编著．大地电磁测深法教程．北京：地震出版社，1985．
[28] 朴化荣编著．电磁测深法原理．北京：地质出版社，1990．
[29] 乔松，周锰钰，白朗编．勘探电磁场论．徐州：中国矿业大学出版社，1991．
[30] 傅淑芳，刘宝诚，李文艺编．地震学教程．北京：地震出版社，1980．
[31] 徐果明，周蕙兰编著．地震学原理．北京：科学出版社，1982．
[32] 傅承义，陈运泰，祁贵仲著．地球物理学基础．北京：科学出版社，1985．
[33] 中国科学院地球物理研究所编著．地震学基础．北京：地震出版社，1977．
[34] 曾融生著．固体地球物理学导论．北京：科学出版社，1984．
[35] 中国科学院地质研究所．中国地震地质概论．北京：科学出版社，1974．
[36] 朱介寿等编著．地震学中的计算方法．北京：地震出版社，1988．
[37] 地质矿产部《地质辞典》办公室编辑．地质辞典．北京：地质出版社，1983．
[38] E·ф·萨瓦连斯基，д．п．基尔诺斯著．地震学与测震学．北京：地质出版社，1958年．
[39] (日) 宇津德治著．陈铁成，全蓥道译．魏淳校．地震学．北京：地震出版社，1981．
[40] Martin H P．The Interior of the Earth：its structure，constitution and evolution．Bott．1982．